ORSAY
Série A, N°
N° d'ordre
190

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N°
A 01556

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Boris TATISCHEFF

1re THÈSE

ETUDE DES SECTIONS EFFICACES ET DE LA POLARISATION DES PROTONS DE 152 MeV APRES DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE.

2e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 30/9/1966 **devant la Commission d'examen :**

M. J. TEILLAC — *Président*

Mmes P. BENOIST-GUEUTAL, N. MARTY
M. J. THIRION — *Examinateurs*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546821_0040

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Boris TATISCHEFF

1re THÈSE

ETUDE DES SECTIONS EFFICACES ET DE LA POLARISATION DES PROTONS DE 152 MeV APRES DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE.

2e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 30/9/1966 **devant la Commission d'examen :**

M. J. TEILLAC — *Président*

Mmes P. BENOIST-GUEUTAL, N. MARTY
M. J. THIRION — *Examinateurs*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur TEILLAC, qui m'a accueilli au Laboratoire Joliot-Curie de l'Institut du Radium.

Ce travail m'a été proposé par Madame le Professeur N. MARTY, qui en a assuré la direction. Je lui suis reconnaissant pour tous les conseils, qu'elle n'a cessé de me donner.

Je remercie toutes les personnes ayant collaboré au travail d'équipe, pour leur aide efficace et amicale, MM. X. DE BOUARD, B. GEOFFRION, J. LE GUYADER, Mme N. MARTY, MM. M. MORLET, C. ROLLAND et A. WILLIS.

Je remercie Madame le Professeur BENOIST-GUEUTAL et M. VENERONI, pour les explications et l'aide qu'ils m'ont fournies, avec une grande patience, concernant la partie théorique.

Je remercie MM. R.M. HAYBRON et H. McMANUS pour leur communication régulière des résultats de calcul, avant publication.

Je suis enfin heureux de remercier toutes les personnes ayant participé à la partie technique de ce travail, MM. G. CORBE, P. ANTOINE et F. REIDE ainsi que les membres du service d'électronique, M. R. DAVID-BOYER pour la construction des détecteurs, les membres du service du synchrocyclotron, du bureau d'études et du service de mécanique.

Je remercie tous les travailleurs du laboratoire ayant contribué à ce travail,

que j'ai accompli, au titre d'Attaché de Recherches au CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

S O M M A I R E

INTRODUCTION 1

Chapitre - I : PARTIE EXPERIMENTALE 6

Description du dispositif expérimental

A/ Caractéristiques du faisceau 7
B/ Transport et analyse 7
C/ Polarimètre 9
D/ Electronique 12
E/ Spectre du faisceau diffusé 13

Sections efficaces différentielles

A/ Diffusion élastique 14
B/ Diffusion inélastique 15

Méthodes de mesures de polarisation

A/ Alignement du polarimètre sur l'axe du faisceau..... 16
B/ Décomposition de spectre - Méthode de calcul de la polarisation 17
C/ Calcul des coefficients a_i et b_i 20

Etalonnages

A/ Essais préliminaires 23
B/ Mesure de P_1 23
C/ Etalonnage du pouvoir d'analyse du polarimètre 27

Précisions

A/ Erreurs systématiques 29
B/ Erreurs dûes à de mauvaises décompositions .. 29
C/ Erreurs statistiques 30

Chapitre - II : ETUDE DES NIVEAUX DU ^{12}C ENTRE 15 ET 24 MeV D'ENERGIE D'EXCITATION 32

Niveau de 15,1 MeV 33
Niveau de 16,2 MeV 34
Niveau de 18,2 MeV 36
Niveaux aux environs de 19,6 MeV 37
Niveaux vers 21 MeV 37
Niveau de 22,3 MeV 38
Conclusion 39

Chapitre III : NIVEAUX DE 4,43 ; 7,66 et 9,64 MEV DU ^{12}C .

Niveau de 9,64 MeV 42
Niveau de 7,66 MeV 45
Niveau de 4,43 MeV 47
Conclusion 49

Chapitre IV : DIFFUSION ELASTIQUE 52

A/ Résultats expérimentaux 52

B/ Détermination d'un facteur d'absorption pour les couches 55

Diffusion en surface 55
Calcul du facteur de forme en diffusion simple 56
Résultats pour ^{6}Li 59
Continuité de Ω 60

C/ Calculs de diffusions multiples 61

-Diffusion double 62
-Diffusion multiple 64
-Diffusion coulombienne 65
-Résultats obtenus 65
-Comparaison avec les calculs obtenus à partir d'un potentiel optique 67

CONCLUSION 70

APPENDICE 74

BIBLIOGRAPHIE 77

I N T R O D U C T I O N

L'étude des réactions nucléaires avec des protons d'énergie voisine de 150-200 MeV est menée de façon intense depuis plusieurs années. La raisnn en est que les faisceaux de protons de ces énergies répondent à la fois aux deux conditions suivantes :

- l'énergie est suffisamment élevée pour permettre une interprétation simple de la diffusion par les noyaux; la longueur d'onde incidente, faible devant la distance entre deux nucléons, $\lambda\!\!\!^{-} \sim 0.384\ f_m$ justifie l'approximation d'impulsion.

- d'autre part, la résolution en énergie est encore suffisamment bonne pour permettre l'étude des premiers niveaux excités de certains noyaux (surtout légers).

Les mesures de sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique sont les plus courantes; elles sont très utiles, car elles permettent de prévoir la possibilité d'expériences plus compliquées. Elles peuvent aussi être discutées en tant que telles, pour l'étude des processus d'interaction; mais cette discussion présente plus d'intérêt si l'on dispose aussi de mesures de polarisation dont les distributions angulaires sont plus caractérisées.

L'approximation d'impulsion développée par KERMAN, McMANUS et THALER [1] au cas de la diffusion inélastique, permet de relier les grandeurs observées, à l'interaction nucléon nucléon libre, par l'intermédiaire de la matrice de transition M [26].

$$M = A + B\,\vec{\sigma}_1 .\vec{n}.\vec{\sigma}_2.\vec{n} + C(\vec{\sigma}_1+\vec{\sigma}_2).\vec{n} + E\vec{\sigma}_1.\vec{q}\;\vec{\sigma}_2.\vec{q} + F\vec{\sigma}_1\vec{p}\;\;\vec{\sigma}_2\vec{p}$$

L'élément de matrice de diffusion, valable uniquement dans le cas où l'approximation est limitée à la diffusion simple, vaut :

$$T = \frac{-1}{2\pi^2}\;\frac{\hbar^2}{m}\,N < \psi_f\ \phi_f\ |M|\ \psi_i\ \phi_i >$$

$\psi_{i,f}$ sont les états initial et final du noyau, $\phi_{i,f}$ sont les fonctions d'onde initiale et finale du proton incident, m est la masse de ce proton et N le nombre de nucléons du noyau.

On aboutit à l'expression suivante donnant la polarisation

$$P = \frac{2\,\mathrm{Re}\,A^{*}C + 2\lambda\,\mathrm{Re}\,B^{*}C}{|A|^2 + |C|^2 + \lambda\{|B|^2+|C|^2+|F|^2\} + 2\mu|E|^2}$$

$\lambda(q)$ et $\mu(q)$ contenant l'information nucléaire.

Le passage du système C.M. nucléon-nucléon libre au système centre de masse nucléon-noyau se fait de façon habituelle en conservant q et E, $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$

E énergie laboratoire du nucléon incident.

Le traitement théorique pose donc trois problèmes bien distincts :

Tout d'abord, le choix de la matrice M, c'est à dire d'un ensemble de déphasages nucléon-nucléon. Les déphasages généralement employés, ceux provenant du potentiel de GAMMEL-THALER, donnent le meilleur accord entre les calculs et les mesures. Cependant, cette utilisation n'est pas justifiée car ils ne rendent pas bien compte de la diffusion nucléon-nucléon libre. Dans les calculs que nous avons effectués, nous avons comparé les résultats obtenus avec les prévisions théoriques basées sur les déphasages de GAMMEL-THALER ainsi que sur d'autres déphasages plus exacts pour la raison précédente, ceux de YALE (YLAM + YLAN 3 M) et ceux d'HAMADA-JOHNSTON.

La renormalisation récente des expériences proton-proton rend les déphasages de YALE légèrement inexacts, mais ceci ne modifie pas la présente discussion.

En deuxième lieu se pose le problème du choix des fonctions d'onde du proton incident (et diffusé). Dans les calculs que nous avons effectués, nous avons considéré des ondes planes $\phi_f^{*}.\phi_i = e^{-i\vec{q}\,\vec{r}}$, mais l'on sait alors qu'il va y avoir désaccord entre les sections efficaces calculées et celles expérimentales. Les premières sont toujours supérieures aux secondes, la forme de la distribution angulaire est d'ailleurs assez correcte, la valeur absolue seule ne l'est pas. Pour lever ce désaccord, il a été généralement fait emploi d'ondes distordues par le potentiel global du noyau. Une telle approche pouvant faire varier la section efficace d'un facteur cinq ou plus, montre l'importance des effets négligés dans l'approximation d'impulsion simple. Des calculs ont été effectués récemment à Oak-Ridge (4) avec ondes distordues tenant

compte d'un terme spin-orbite dans le potentiel distordant ; les résultats obtenus seront comparés à nos mesures.

Le troisième choix théorique est celui du modèle décrivant les états du noyau cible. Il existe plusieurs modèles pour le ^{12}C. Le modèle cluster à trois particules α [36] donne de bons résultats pour le fondamental et les niveaux de 4,43 et 7,65 MeV ; alors que pour la région au dessus du seuil d'émission α, c'est le modèle en deux clusters ($^{8}Be + \alpha$) [37][38] qui aboutit à un meilleur accord (expliquant ainsi les niveaux de 7,65, 9,64 et 16,11 MeV). Les résultats expérimentaux des mesures $^{11}B(d,n)^{12}C$ [39] et $^{11}B(p,2\alpha)^{4}He$ [40] confirment le bien fondé de ce modèle. Cependant, les résultats expérimentaux des facteurs de forme (diffusion élastique d'électrons), peuvent être ajustés à une courbe obtenue à l'aide d'un seul paramètre d'oscillateur harmonique - on s'attend alors à ce qu'un calcul de diffusion effectué avec l'hypothèse d'un modèle cluster, donne des résultats voisins de ceux obtenus en supposant le modèle en couches et cela d'autant plus que l'antisymétrisation est plus poussée. La description du ^{12}C à l'aide du modèle en couches et couplage intermédiaire dans la couche 1p [43] a été faite par de nombreux auteurs ; les derniers résultats sont remarquables en ceci qu'ils couvrent presque complètement les noyaux de la région de la couche 1p avec des bons résultats obtenus lors d'une recherche d'ensemble. Pour le noyau de ^{12}C des calculs existants avec l'interaction trou particule, plus généraux car ne se limitant pas aux configurations de la couche 1p (et donc aux niveaux de même parité que le fondamental), les résultats du couplage intermédiaire sont moins intéressants. Ils permettent de faire une comparaison, pour les niveaux obtenus, des configurations principales prévues par les deux modèles. Cette discussion sera faite au fur et à mesure de la présentation des résultats expérimentaux. Nous allons limiter notre étude à la comparaison de nos résultats avec les prévisions théoriques basées sur le modèle en couches trou-particules [14] [15] ; en effet, ce sont les fonctions d'onde provenant de ce modèle, qui permettent la description la plus proche des résultats expérimentaux de diffusion inélastique d'électrons [3]. Dans le cadre de ce modèle, tous les niveaux sont assez bien prévus, sauf le niveau de 7,66 MeV 0 +, qui sera discuté plus loin ; les niveaux T = 1 sont en général mieux placés en énergie que les niveaux T = 0. Les calculs de diffusion sont relativement simples, lorsqu'on se sert du formalisme de la deuxième quantification, puisqu'il n'y a plus alors de problème d'antisymétrisation.

Pour la polarisation, l'approximation d'impulsion

simple [1] prévoit une différence fondamentale de forme dans le cas d'une diffusion inélastique, suivant qu'il s'agit d'un niveau à parité naturelle ou non, et $\Delta T = 0$ ou 1. Nous avons commencé par vérifier ceci en étudiant la polarisation des protons diffusés par les niveaux les plus fortement excités du ^{12}C entre 15 et 24 MeV. Les difficultés expérimentales importantes (largeur en énergie du faisceau, trop grande devant la séparation des niveaux) limitent les conclusions que l'on peut apporter de ce genre de mesure; cependant, les résultats trouvés ont été en accord avec les prévisions théoriques pour les niveaux connus. Les résultats de ces mesures vont être discutés dans le deuxième chapitre de ce travail après un premier chapitre consacré à la description de l'appareillage utilisé, des méthodes expérimentales employées et des précisions obtenues. Nous avons ensuite effectué des mesures plus précises en étudiant la polarisation des protons diffusés inélastiquement par les premiers niveaux du ^{12}C, pour voir jusqu'à quel point l'accord précédent restait vrai (chapitre 3). L'interprétation faite sur les mêmes bases a montré un désaccord important, surtout dans le cas du niveau de 4,43 MeV pour lequel la précision expérimentale est la meilleure. Nous avons ainsi été amenés à entreprendre l'étude de la polarisation des protons diffusés élastiquement. Ceci fait l'objet du quatrième chapitre de ce travail. Puisqu'on ne fait aucune hypothèse en ce qui concerne le modèle nucléaire pour justifier l'emploi de l'approximation d'impulsion, si cette approximation est valable dans la forme où elle est employée, c'est à dire en se limitant à la diffusion simple, l'accord devrait être d'autant meilleur que l'on se trouve avoir à rendre compte d'une diffusion pour laquelle le modèle n'intervient pas, ou peu.

CHAPITRE I

P A R T I E E X P E R I M E N T A L E

L'appareillage utilisé a été essentiellement conçu dans le but d'effectuer des mesures de polarisation. Il est un peu moins bien adapté aux mesures de sections efficaces différentielles. En effet, puisqu'on fait deux diffusions, les problèmes de statistique sont importants; l'intensité du faisceau utilisé doit être plus grande que dans les expériences de mesures de sections efficaces seules, et la résolution en énergie du faisceau est alors obligatoirement moins bonne. D'autre part, la cible d'analyse de polarisation (placée dans le faisceau diffusé) perturbe aussi les mesures de section efficace différentielle. Si les expériences sont plus difficiles (il faut éviter les fausses asymétries) les valeurs absolues que l'on peut obtenir sont plus précises.
Le principe de la mesure est le suivant :

On effectue deux diffusions dans le plan horizontal. La première polarise le faisceau, c'est la grandeur étudiée, P, et la seconde analyse la polarisation précédente. En effet, soit P et P_2 les polarisations des faisceaux non polarisés initialement et diffusés par les cibles correspondantes, le produit $P.P_2$ est égal à l'asymétrie gauche droite produite après la seconde diffusion : $P.P_2 = \varepsilon = \frac{N_G - N_D}{N_G + N_D}$

N_G et N_D étant les taux de comptage d'un télescope placé alternativement à deux angles symétriques. On procède de la façon suivante : tout d'abord, on effectue deux diffusions identiques ce qui détermine la valeur absolue de la polarisation mesurée (le signe étant celui de la convention de BALE) $P_1^2 = \varepsilon_1$.

Dans une deuxième étape, on étalonne le pouvoir d'analyse du polarimètre : $P_1.P_2 = \varepsilon_2$, d'où l'on détermine $P_2(E)$; finalement, une mesure d'asymétrie, dans les conditions où la première cible est la cible d'étude, nous donne la valeur de P recherchée : $P.P_2 = \varepsilon$.

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A - CARACTERISTIQUES DU FAISCEAU

Le faisceau de protons de 156,5 MeV du synchrocyclotron étant extrait par régénérateur et canal magnétique, n'est donc pas polarisé. Sa largeur en énergie importante ($\sim$ 3 MeV à l'époque où les mesures ont été faites) est ramenée à $\Delta E \sim 1$ MeV par l'introduction d'une cible interne, qui coupe une partie des oscillations radiales. Dans ces conditions, l'intensité disponible est le 1/5ème de l'intensité maximum. Ces valeurs correspondent aux conditions de travail employées au cours des mesures décrites par la suite.- Elles résultent du compromis nécessaire, dans le cas d'une diffusion inélastique, entre une résolution suffisamment bonne et une intensité raisonnable (puisqu'on fait deux diffusions).

La distribution des protons dans le temps est donnée par la haute tension accélératrice. Cependant, la cible interne modifie cette structure en raccourcissant la durée des paquets de protons. Le temps d'occupation du faisceau, correspondant à notre électronique , temps mort à l'entrée 8.10^{-8} s - était voisin de $1,5.10^{-3}$. Dans ces conditions, nous avons été obligés, au cours des étalonnages et des mesures de diffusion élastique, de limiter l'intensité du faisceau de façon à maintenir le taux de pertes voisin de 10%. Il n'en découle aucune erreur sur la valeur de la polarisation mesurée. La haute tension accélératrice auxiliaire permet d'obtenir un faisceau ayant un temps d'occupation 10 à 50 fois meilleur ; mais son emploi est très difficile pour les mesures de polarisation, car l'énergie des protons est alors moins stable. Une variation possible de 0,2 MeV correspond à la sortie de l'analyseur magnétique à un déplacement de 4 à 5 mm à l'endroit de la deuxième diffusion. Nous avons été ainsi amenés à abandonner ce système d'extraction-stochastique. Des renseignements plus précis concernant le synchrocyclotron ont été publiés (5) ailleurs.

B - TRANSPORT ET ANALYSE

L'implantation générale de l'appareillage est présentée sur la fig. 1. Des descriptions plus complètes ayant été déjà faites (6), nous n'allons décrire que brièvement le dispositif expérimental employé. Le faisceau extrait est dirigé sur la cible d'étude par un déflecteur et une paire de lentilles quadrupolaires. Son positionnement (21°) et sa focalisation sont vérifiés

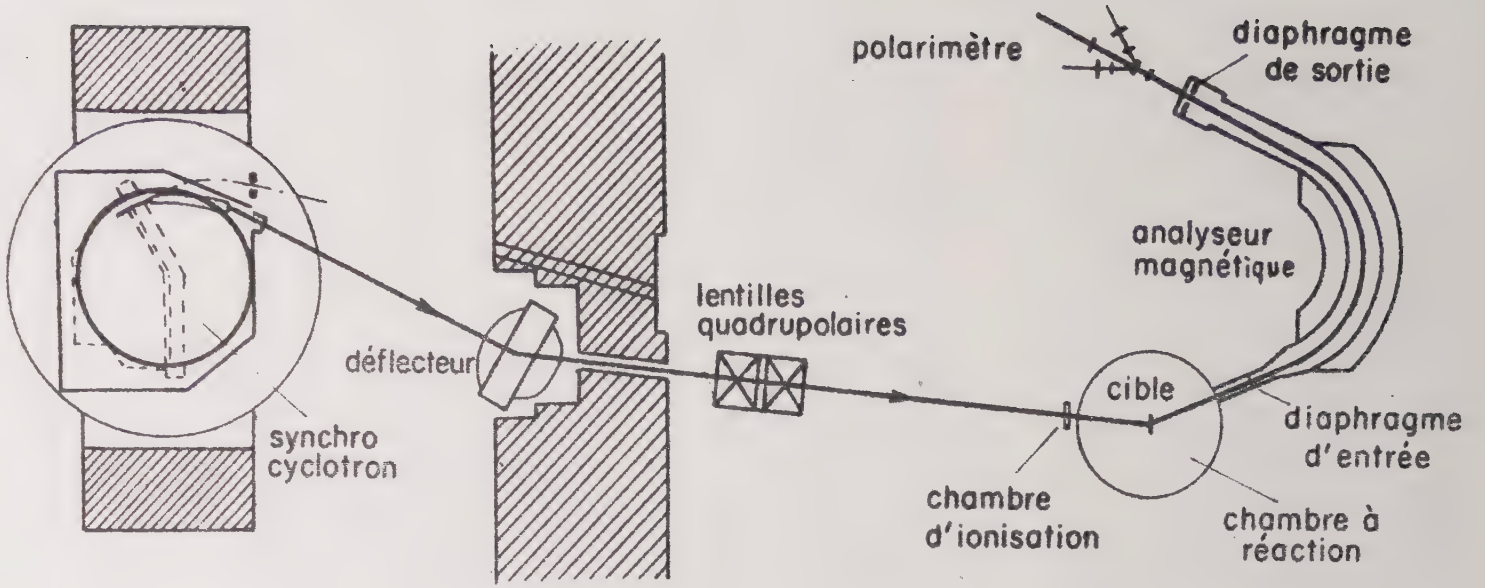


Fig. 1 — Dispositif expérimental .

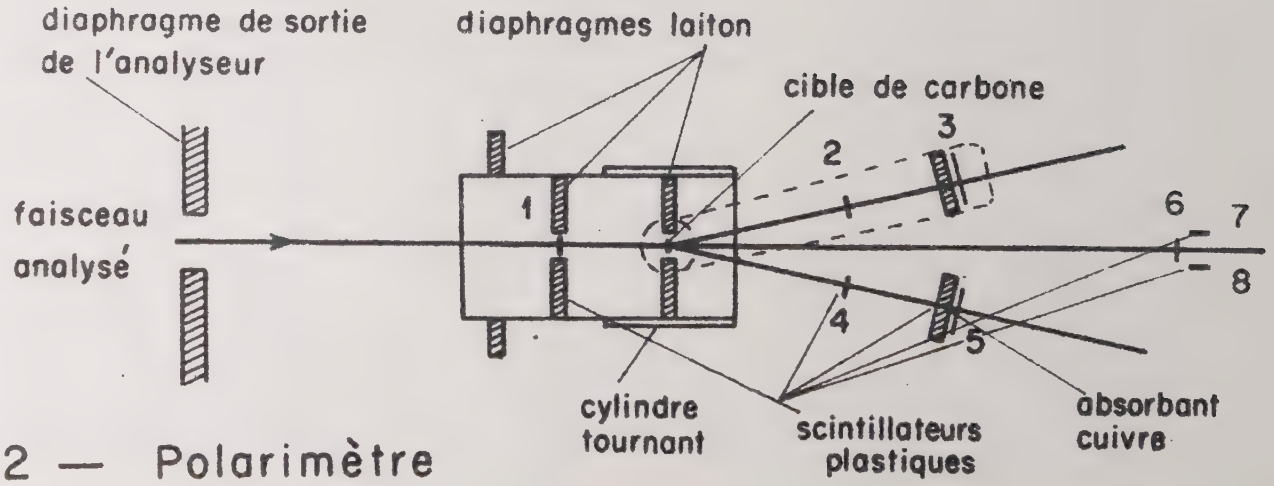


Fig. 2 — Polarimètre

par photos prises à l'emplacement de la cible, c'est à dire à l'intérieur de la chambre à réaction; l'image à pour dimensions approximatives (largeur à mi-hauteur), 10 mm de large et 15 mm de hauteur. Une chambre d'ionisation proportionnelle, placée à l'avant de la chambre à réaction, fonctionne généralement en intégrateur et sert ainsi de moniteur du nombre de protons arrivant sur la première cible.
Un diaphragme circulaire de 40 mm de diamètre, placé avant le déflecteur, réduit la dimension du faisceau au niveau des lentilles quadrupolaires, et donc son image focalisée; l'intensité est alors réduite d'un facteur 3 à 4, ce qui correspond à un nombre maximum approximatif de 2.10^{10} p/s arrivant sur la cible d'étude.

Nous avons déterminé avec précision, l'énergie des protons incidents sur cette cible, à l'aide d'une méthode de moindre carrés, à partir de la cinématique et des énergies relatives (et variables avec l'angle) des protons, diffusés par le niveau de 4,43 MeV du ^{12}C. Nous avons supposé inconnus l'énergie incidente et le rayon de courbure moyen dans l'analyseur, R, et trouvé:

$$E = 155,4_5 \text{ MeV}$$

$$R = 169,08_5 \text{ cm}$$

cette dernière valeur pouvant être légèrement différente d'une expérience à l'autre, suivant le positionnement du diaphragme radial à l'entrée de l'analyseur.

Les dimensions des cibles utilisées sont résumées dans le tableau n° 1 :

	largeur	épaisseur	densité
Niveaux résonance géante	20 mm	10 mm	1,6
4,43; 7,6; 9,6	20 mm	7,9 mm	1,8
Elastique	20 mm	5 mm	1,8

Tableau 1 : Cibles de ^{12}C utilisées

Les mesures effectuées correspondent à une énergie de 152 MeV des protons au milieu de la cible.

L'analyse en énergie des protons diffusés se fait à l'aide d'un analyseur magnétique de 120° - le champ magnétique étant repéré par l'intermédiaire d'une sonde à résonance nucléaire.

La dispersion radiale de l'analyseur Δy, en cm, est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta y}{360}$$: pour $E \sim 140$ MeV, $\Delta E \sim 1$ MeV

on a $\Delta y \sim 26$ mm. L'analyseur est donc "très dispersif", ce qui nous oblige à avoir des détecteurs de grande dimension après la deuxième diffusion.

L'angle solide pour la première diffusion est défini par des diaphragmes placés à l'entrée de l'analyseur magnétique. Nous avons utilisé les valeurs suivantes :

Diaphragme vertical : $\pm$ 29 mm du plan médian, définit une ouverture de $\pm$ 1,22°.

Diaphragme radial, ouvert à 25 ou 50 mm suivant l'ouverture angulaire radiale désirée.

C - POLARIMETRE :

Une description rapide en a déjà été faite (7). Il s'agit d'un ensemble - cible plus deux télescopes à protons identiques mobiles - permettant, par la mesure simple des taux de comptages simultanés, d'obtenir l'asymétrie et donc la polarisation recherchée.

Description : Les protons sont diffusés par une cible de carbone (graphite, densité 1,6) de 10 mm d'épaisseur. Chaque télescope est constitué de deux scintillateurs plastiques et d'un absorbant de Cu, de dimensions supérieures à celles du deuxième scintillateur, et d'épaisseur variable (avec l'angle de la première diffusion et l'énergie du niveau étudié), calculée de façon à absorber les protons ayant perdu 10 MeV et plus, par réaction inélastique dans la deuxième cible. Le corps de l'appareil est constitué de deux cylindres traversés par le faisceau; les deux télescopes sont fixés sur le cylindre extérieur ce qui permet par rotation de celui-ci de les intervertir à chaque demiemesure. Les règlages électroniques se font à 0°, alternativement pour chaque télescope, de façon à

avoir une intensité convenable ; ensuite les deux bras sont positionnés à l'angle choisi pour la deuxième diffusion, par visée optique à l'aide d'une lunette, cet angle n'ayant plus alors à être modifié pendant toute la durée des mesures. Des diaphragmes placés à la sortie de l'analyseur, au niveau du plastique 1 et au niveau de la cible, limitent le faisceau analysé à sa partie utile. Le polarimètre est schématisé sur la figure n° 2. Le tableau 2 donne les dimensions des scintillateurs plastiques utilisés. Enfin, la photo montre le polarimètre en place sur le rail à la sortie de l'analyseur.

Les scintillateurs plastiques sont montés sur guide de lumière en plexiglass et recouverts d'une feuille d'Al. Les coïncidences électroniques sont faites entre 1-2-3 d'une part, 1-4-5 d'autre part; ce sont ces coïncidences triples qui servent à définir N_G et N_D.

n° du détecteur	largeur (mm) (mm)	hauteur (mm)	épaisseur (mm)	distance (mm) à la cible
2	35	100	3	280
4	35	100	3	280
3 } 5 }	80	200	3	450
1	26	56	2	-175
cible ^{12}C	30	60	10	0

Tableau n°2 DIMENSION DES PLASTIQUES SCINTILLANTS

Plastique 1 :

Il diminue le fond en définissant la partie utile du faisceau .e rapport entre le nombre de protons incidents sur 1 : N_1, et celui moyen sur les télescopes $0,5 \times (N_{123} + N_{145})$ est voisin de 10^3. Ce scintillateur plastique est placé devant la cible à 175 mm de celle-ci ; du fait de sa position il sert partiellement de cible secondaire et contribue pour 2,3 % du taux de

comptage en coïncidences triples. Ainsi le pouvoir d'analyse du polarimètre est celui défini par l'ensemble cible + plastique 1.

Choix de l'angle de la deuxième diffusion : θ_2

Dans la région considérée, la polarisation augmente avec l'angle alors que la section efficace diminue. Il faut donc déterminer l'angle donnant la meilleure précision statistique pour un temps de mesure donné. Soit $\Delta N = \sqrt{N}$, on a alors :

$$\Delta\varepsilon = \frac{(1-\varepsilon^2)^{1/2}}{\sqrt{N_T}} \quad \text{avec} \quad N_T = N_G + N_D$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \left[\left(\frac{\Delta P_2}{P_2}\right)^2 + \frac{(1-\varepsilon^2)}{\varepsilon^2 N_T}\right]^{1/2}$$

On cherche à déterminer l'angle pour lequel ΔP est minimum. Ce choix est d'autant plus important que ε est petit ; on a donc à trouver le maximum de la fonction

$$y = P_2^2 . \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

Les valeurs numériques utilisées[8][9] apparaissent légèrement inexactes maintenant, sans conséquence sur la valeur maximum de y, dont la variation est faible. La fonction est maximum à 12° pour des protons de 137 MeV et à 14°5 pour des protons de 97 MeV. On a fixé l'angle correspondant à la valeur optimum pour des protons ayant 130 MeV au milieu de la cible d'analyse. Dans ces conditions $\theta_2 = 12°30'$.

Angles solides.

L'angle solide du télescope vu de la cible est égal à $\Delta\Omega \sim 4{,}5.10^{-2}$ stéradian. Il est défini par le plastique 2(4). On a donc un faisceau de grande dimension sur la cible, diffusant dans un grand angle solide, ce qui nous oblige à effectuer des corrections d'asymétrie expérimentale, dans tous les cas où la répartition en intensité du faisceau n'est pas symétrique par rapport à l'axe vertical de la cible. Ce point sera détaillé ultérieurement. Les angles extrêmes, compte tenu des dimensions de la cible et du plastique 2(4) sont 7° et 22° (on reste en dehors de la remontée coulombienne de la section efficace).

D - ELECTRONIQUE

Le schéma d'ensemble est représenté Fig.3.

Les photomultiplicateurs sont des 56 AVP chargés sur 75 Ω. Les P.M. 1 et 6 débitant beaucoup sont montés avec une double chaîne. Tous les circuits de coïncidence ainsi que les échelles, sont des circuits rapides transistorisés; entièrement montés par le Service d'Electronique du Laboratoire. Les P.M. n'étant pas fixes en position, mais alternativement de part et d'autre de l'axe du faisceau (et dans le deuxième cas renversés par rapport à la position première), il est nécessaire de bien les blinder, de façon à les soustraire de l'action du champ magnétique de fuite de l'analyseur. Ceci a été obtenu en ajoutant au cyclindre de μ métal habituel un tuyau de fer, placé à l'extérieur, et de longueur maximum.

Les seuils d'entrée sont fixés à 0,8 volt, les impulsions ayant à l'entrée une hauteur comprise entre deux et trois volts.

Etude des coïncidences fortuites.

Elles proviennent du passage simultané d'un proton traversant 2 et 3 et d'un proton traversant 1 . On a donc besoin de compter les coïncidences doubles 2-3 (4-5) ; ceci est fait à l'aide de circuits transistorisés de même caractéristiques que les circuits triples. Le rapport $(N_{23}-N_{123})/N_{123}$ donne le taux de coïncidences parasites dans le télescope. Pour un pic élastique ce rapport est voisin de 0,1; alors que lorsqu'on mesure la polarisation d'un fond continu il est voisin de 20.

Le nombre de coïncidences fortuites

$$N_f = N(_{1f\ 23}) = \frac{2\,\tau(123)\,N_1\,(N_{23}-N_{123})}{t_\chi}$$

Dans cette expression t exprime le temps de mesure en secondes, 2τ le temps de résolution du circuit de coïncidence, réglé habituellement à 12 ns . χ est le temps d'occupation moyen du faisceau pendant la mesure, déterminé par des coïncidences fortuites entre 1 et 6, en même temps que s'effectue la mesure des coïncidences triples (ceci nous met à l'abri des ennuis causés par la fluctuation de l'intensité du faisceau). Pour effectuer cette mesure de χ , on intercale sur la voie 6 un retard de 47 ns correspondant au décalage entre 2 petits paquets de protons.

$$N_{f_{1-6}} = \frac{2\tau_{(1-6)} \; N_1 \cdot N_6 \text{ retardé}}{t\chi} \qquad (2\tau_{(1-6)} \text{ réglé aussi à } 12 \text{ ns}).$$

Les coïncidences fortuites sont donc calculées par la formule

$$N_f = \frac{\tau_{123}}{\tau_{1-6}} \; \frac{(N_{23}-N_{123})}{N_6} \; N_{1-6} \text{ retardé}$$

Leur nombre a toujours été inférieur, ou du même ordre de grandeur que l'imprécision statistique sur le nombre total. La méthode a été vérifiée en introduisant un retard sur la voie 1 (on mesure alors les fortuites entre 1 et (23) et non entre 1 et {(23)-(123)} Dans tous les cas le temps mort à l'entrée a été de l'ordre de 8.10^{-8} s de façon à limiter les pertes sur la voie 1. Avec une intensité $\frac{N_1}{\chi} \sim 10^6$ impulsions/s, les pertes sont voisines de 8.10^{-2}.

E - SPECTRE DU FAISCEAU DIFFUSE

Le spectre des protons diffusés et analysés en énergie par le champ magnétique de l'analyseur, est mesuré par un télescope formé des scintillateurs 1 et 6 en coïncidence. Dans le cas où l'on étudie un spectre de diffusion inélastique, avec plusieurs niveaux voisins, on améliore la résolution en faisant pivoter le plastique 1 de 90° autour d'un axe vertical (on obtient alors un scintillateur de 2 mm de large).

Le plastique 6 est positionné en hauteur par

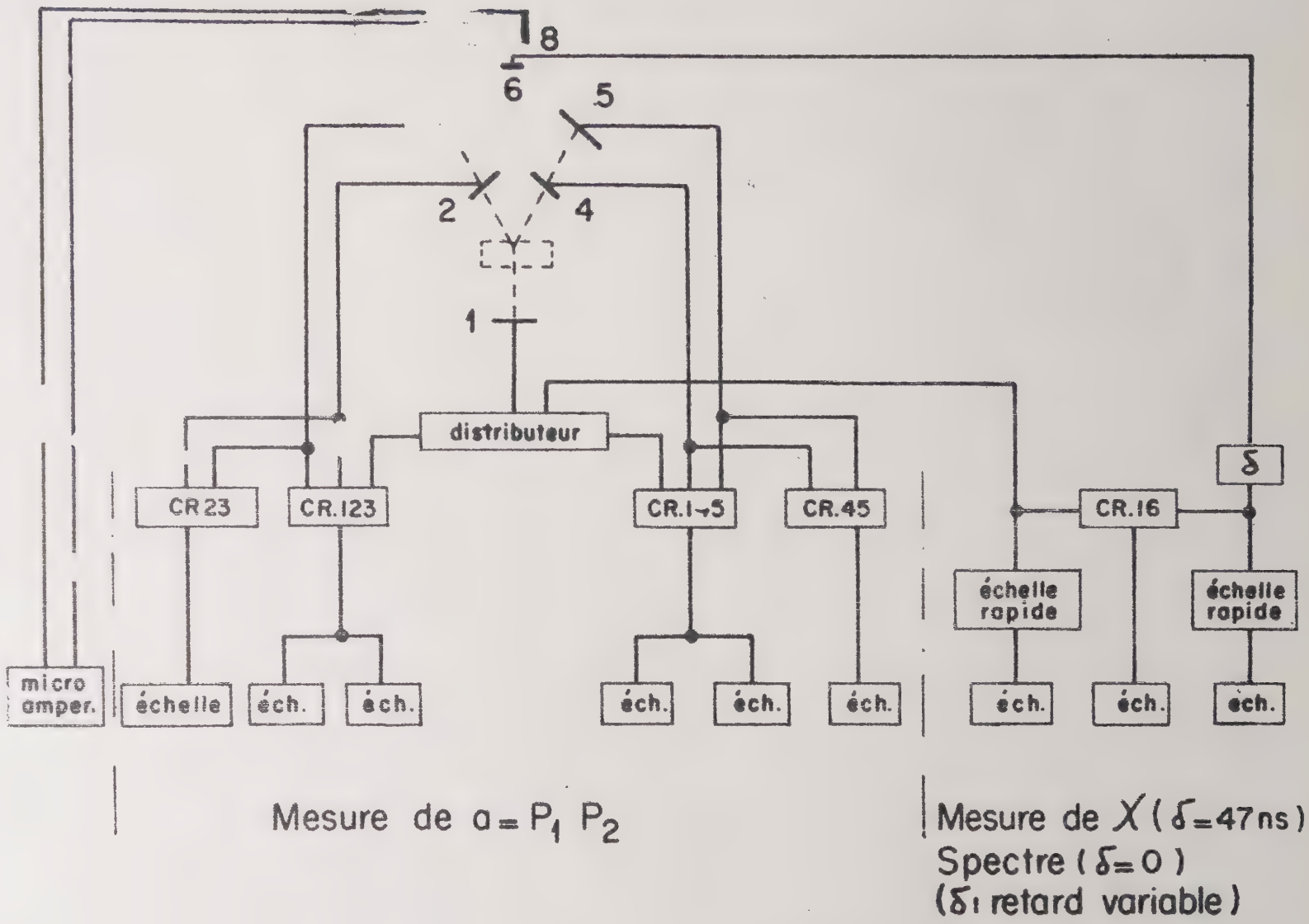


Fig.3 — Dispositif électronique

visée optique, et latéralement par comptage du nombre de coïncidences 1-6 , lorsqu'on déplace le PM 6 (le déplacement est effectué par télécommande et repéré par un index suivi à la télévision). La position correcte est celle qui correspond au maximum du taux de comptage. Une variation de l'énergie des protons incidents, causée, par exemple, par une fluctuation du champ magnétique du synchrocyclotron, se répercute à la sortie de l'analyseur par un déplacement en position du pic étudié, favorisant un des télescopes au dépend de l'autre. Dans le but de répérer immédiatement un tel déplacement du faisceau en cours de mesure nous avons monté deux scintillateurs supplémentaires numérotés 7 et 8, et placés de part et d'autre du scintillateur 6. Reliés à deux microampèremètres montés sur le même cadran, ils sont réglés au début de chaque mesure de façon à accuser la même déviation.

II - SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

A - DIFFUSION ELASTIQUE

On obtient les sections efficaces différentielles à l'aide du télescope 1-6, à partir de la surface du pic de diffusion ; les valeurs absolues sont obtenues par comparaison avec une cible de polythène $(CH_2)_n$ à partir de la valeur[46] $d\sigma/d\Omega$ (p-p) 30°_{Lab} = 13,37 ± 0,40 mb/sr. La soustraction du fond provenant de la diffusion inélastique sur ^{12}C se fait sans difficulté car on se trouve vers 30 MeV d'énergie d'excitation et ce fond est continu. Les erreurs portées sont statistiques et tiennent compte des erreurs d'étalonnage.

Diverses corrections sont appliquées :

1) Une correction tient compte de la variation de la dispersion de l'analyseur magnétique avec la quantité de mouvement du proton diffusé : travailler à ΔE constant consiste à travailler à $\frac{E(E + 2M)}{E + M}$ constant puisque $\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta E}{E} \frac{E + M}{E + 2M}$ l'est.

2) Correction des pertes. On peut effectuer cette correction point par point, ou globalement sur la surface du pic obtenu. Ce pic étant décrit par une gaussienne, sa surface $S = L.\,Nm\,\sqrt{\pi/2}$, si L et Nm sont la largeur et le nombre de coïncidences au maximum. Si on appelle θ, le temps mort de l'appareil de mesure, χ le temps d'occupation du faisceau, et t_i, la durée de mesure du point Ni, et si pendant la mesure d'un spectre on garde l'intensité constante, ce qui est généralement le cas, $\frac{dt_i}{d_i} = 0$ et la surface vraie du pic $S_v = S(1 + \frac{\theta}{\chi_t} \frac{Nm}{\sqrt{2}})$.

L'erreur statistique s'obtient par la relation

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\left[\left(\frac{\Delta S_v}{S_v}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(I'/I)}{I'/I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_{ch2}}{S_{ch_2}}\right)^2 + \left\{\frac{\Delta\, d\sigma/d\Omega(p\text{-}p)}{d\sigma/d\Omega(p\text{-}p)}\right\}^2\right]^{1/2}$$

Dans cette relation I' et I sont les étalonnages de l'intégrateur sur les deux sensibilités, correspondant aux intensités de faisceau utilisées pendant la mesure des sections efficaces, sur la cible d'étude d'une part, la cible de polythène d'autre part.

$$\frac{\Delta\, d\sigma/d\Omega(p\text{-}p)}{d\sigma/d\Omega(p\text{-}p)} = 3.10^{-2}$$

B - DIFFUSION INELASTIQUE

La méthode est la même: on obtient les sections efficaces différentielles à partir de la surface du pic, le fond étant soustrait du spectre (ou décomposé dans le cas d'un spectre complexe). Les valeurs absolues sont obtenues à partir des valeurs de section efficace différentielle absolue de diffusion élastique sur ^{12}C. Pour les niveaux de 4,43 , 7,65 et 9,64 MeV , la valeur de référence prise est celle pour $20°_{lab}$, soit : 31,7 ± 0,95 mb/sr [45] ; pour les niveaux entre 15 et 22 MeV nous avions pris $9°7$ lab pour point de référence [7] avec $d\sigma/d\Omega$ = 320 mb/sr (± 10 %). Notre valeur actuelle, au même angle, étant voisine (312 ± 12 mb/sr), les résultats n'ont pas été renormalisés.

Pour les niveaux fortement excités, les principales causes d'erreur provenant des décompositions différentes, variant avec les hypothèses faites sur le fond continu de réaction à trois corps, nous n'avons pas porté d'erreur statistique.
La section efficace différentielle s'obtient par la relation

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{S_v(\theta)}{S_{v(el)}(\theta')} \cdot d\sigma/d\Omega\,(\theta') \text{ él}$$

compte tenu des épaisseurs efficaces différentes de la cible placée à chaque fois à l'angle $\theta/2$. L'erreur statistique s'obtient (dans les cas où elle n'est pas négligée) par une formule analogue à celle donnée précédemment. L'erreur sur la surface du pic inélastique est négligeable.

III - METHODES DE MESURE DE POLARISATION

A - ALIGNEMENT DU POLARIMETRE SUR L'AXE DU FAISCEAU

Le réglage de hauteur et d'horizontalité a été effectué par photos du faisceau prises à l'extrémité des deux bras placés à 0° et 180°. Le réglage angulaire doit être fait avec beaucoup plus de précision ; en effet un écart de 1/10 ème de degré correspond à une variation de 2 % du taux de comptage sur un télescope, soit 4 % entre les deux bras. Ceci est très important au moment de la mesure de P_1^2. Pour effectuer cet alignement nous avons utilisé deux méthodes différentes :

1 ère méthode : on étudie la variation du taux de comptage autour de la direction du zéro degré pour la deuxième diffusion (figure 4a). Le centrage est correct lorsque le maximum de la courbe coincide avec le zéro degré de la graduation. La méthode est d'autant plus précise que l'angle solide est petit ; elle est délicate et longue, exigeant de nombreux arrêts de faisceau sans possibilité de surveiller un déplacement éventuel (en énergie).

2 ème méthode : on aligne à la fois l'axe du polarimètre avec celui du faisceau, et on détermine l'angle 0° de l'analyseur c'est-à-dire la direction du faisceau incident.

La méthode est schématisée fig. 4b.

L'angle 0° de l'analyseur (1ère diffusion) est déterminé par comparaison des sections efficaces relatives de diffusion à 16° gauche, puis à 16° D et 16° ± 0°5 D. On obtient ainsi θ à 0°05 près.

Puis l'asymétrie est mesurée aux mêmes angles à droite et à gauche. L'angle du faisceau avec l'axe du polarimètre étant petit, on a $\varepsilon_{mesurée} = \varepsilon_{vraie} \pm \varepsilon_{exp}$, suivant que la diffusion a lieu à droite ou à gauche, donc $\varepsilon_{exp} = \frac{1}{2} (\varepsilon_G - \varepsilon_D)$.

(ε_{exp} est l'asymétrie expérimentale dûe au mauvais alignement)

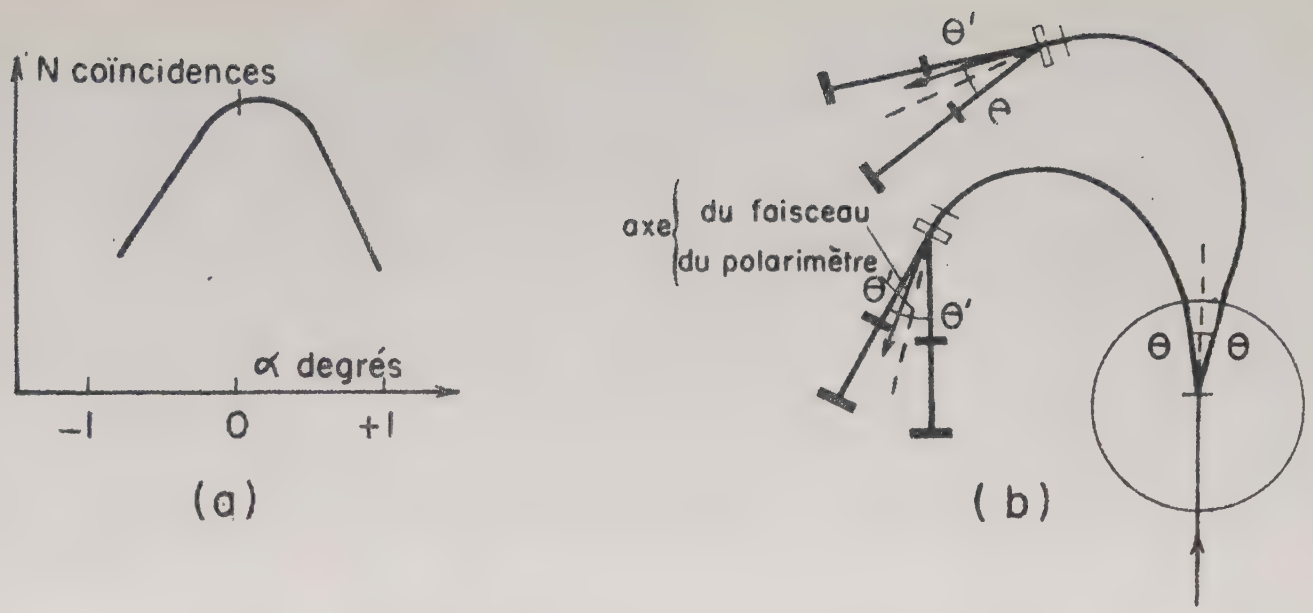


Fig.4 — Alignement de l'axe du polarimètre sur l'axe du faisceau

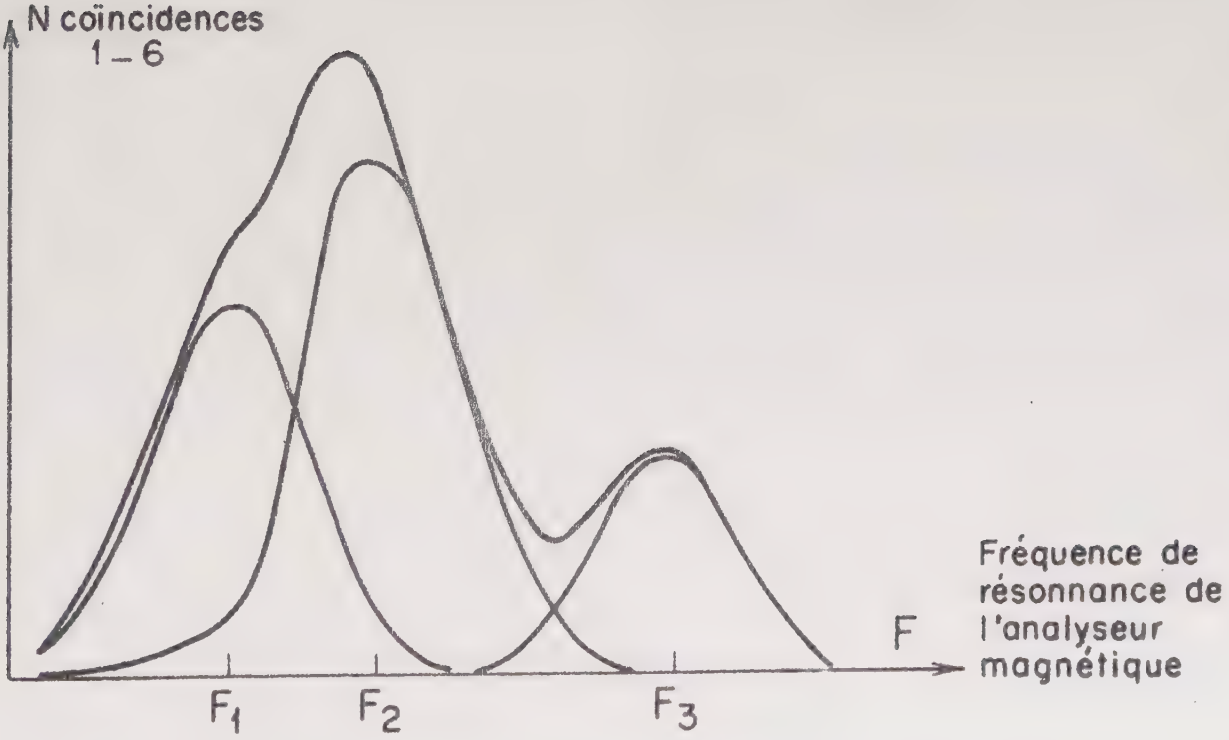


Fig. 5 — Décomposition d'un spectre en trois pics centrés sur F_1 F_2 et F_3

- Pour obtenir l'alignement désiré,
plutôt que de tourner le polarimètre sur son assise, ce qui est difficile à faire avec précision, on modifie la trajectoire d'entrée des protons dans l'analyseur en déplaçant le diaphragme d'entrée, ce qui modifie la trajectoire de sortie. L'analyseur étant à gauche, si on veut augmenter de x % l'asymétrie, on doit déplacer le diaphragme vers l'extérieur de 1,136 x mm (et calculer alors le déplacement de zéro degré de l'analyseur qui s'en suit). En règle générale, on a travaillé avec le diaphragme centré sur 10 mm vers l'intérieur (repéré par rapport à la position de symétrie). Il n'y a pas d'inconvénients à procéder ainsi car de toute façon, le champ de fuite étant légèrement différent de celui prévu, il n'est pas possible de travailler sur la trajectoire médiane de l'aimant d'analyse.

La précision obtenue sera discutée avec les résultats de la mesure de P_1^2.

B - DECOMPOSITION DE SPECTRE DANS LE CAS D'UNE DIFFUSION INELASTIQUE - METHODE DE CALCUL DE LA POLARISATION ETUDIEE.

On obtient par exemple un spectre tel que celui représenté Fig.5. La décomposition est faite en donnant à chaque pic la forme et la largeur du pic élastique. On a des pics dans le spectre, non résolus, et correspondant à différents niveaux excités. Les protons de chaque groupe ayant une polarisation propre, une mesure de polarisation à la fréquence F_2 est perturbée par les groupes de protons correspondant aux fréquences F_1 et F_3 (et aussi par le fond continu éventuellement). On est donc amené à faire un certain nombre de mesures successives et à les dépouiller ensemble.

La contribution des divers pics n'étant pas symétrique par rapport à l'axe de la cible, nous allons introduire des coefficients a_i et b_i, coefficients géométriques liés au point d'indice i de la cible, fonctions de l'angle solide dont on voit chaque télescope du point considéré de la cible, de la section efficace et de la polarisation dans une diffusion élastique sur ^{12}C à l'énergie et à l'angle de diffusion correspondants.

Appelons x et y, l'abscisse et l'ordonnée d'un point courant sur la cible, x' et y', celles d'un point du plastique de chaque télescope définissant l'angle solide. Soit j

l'indice correspondant à un pic. On fait l'hypothèse que le fond continu provenant des réactions à trois corps a une polarisation moyenne variant lentement avec l'énergie d'excitation, constante pour un endroit de mesure déterminé. La polarisation du fond à cet endroit ne pouvant être mesurée, on fait l'hypothèse qu'elle varie linéairement entre deux positions situées de part et d'autre de la position du pic étudié.
Soit N_{xyj} la contribution du pic j au point x , y de la cible, le nombre de protons diffusés à gauche: N_G,et à droite N_D, vaut :

$$N_G = C \sum_{x',y',x,y,j} N_{xyj} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) (1 + P_j P_2(\theta) \cos \phi) d\Omega$$

$$N_D = C \sum_{x',y',x,y,j} N_{xyj} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) (1 - P_j P_2(\theta) \cos \phi) d\Omega$$

C étant un coefficient de proportionnalité dépendant de l'épaisseur de la cible, $r^2 d\Omega = dx' . dy'$, et ϕ l'angle des deux plans de diffusion.

Le plan horizontal étant un plan de symétrie pour le faisceau, on a toujours $N_{xyj} = N_{x-yj}$; on va intégrer l'intensité incidente partielle (pour chaque pic) le long de l'axe vertical de façon à simplifier les calculs. Ceci est tout à fait justifié le faisceau ayant une dimension voisine de $\pm$ 9 mm dans le plan vertical à cet endroit. Il reste alors une variable servant à décrire la position horizontale sur la cible que l'on note $i = x$. On calcule les groupes de coefficients

$$a_i = \int_{x'y'y} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta) \, d\Omega \, dy$$

$$b_i = \int_{x'y'y} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\theta) \, d\Omega \, dy \, P_2(\theta) \cos \phi$$

Avec ces nouvelles notations $N_G = \sum_j \sum_i (a_i^G + b_i^G P_j) N_{ij}$

$$N_D = \sum_j \sum_i (a_i^D - b_i^D P_j) N_{ij}$$

$$\varepsilon = \frac{N_G - N_D}{N_G + N_D} = \frac{\sum_{ij} (a_i^- + b_i^+ P_j) N_{ij}}{\sum_{ij} (a_i^+ + b_i^- P_j) N_{ij}}$$

avec $a_i^+ = a_i^G + a_i^D$

$a_i^- = a_i^G - a_i^D$

et b_i^+ , b_i^- definis de même

Une mesure de ε donne une équation à j inconnues qui sont les P_j. Il faut faire j mesures. La fin du dépouillement est effectuée par ordinateur IBM 650 à l'aide d'un programme écrit par X. de BOUARD. Les données sont les valeurs ε_K mesurées, les positions de mesure, les positions, hauteurs et largeurs des pics décomposés précédemment. Le programme compose les équations

$\sum_j (A^-_j + B^+_j P_j) = \varepsilon_K (\sum_j A^+_j + B^-_j P_j)$ c'est-à-dire

$$\sum_j (B^+_j - \varepsilon_K B^-_j) P_j = \sum_j (A^+_j \varepsilon_K - A^-_j)$$

puis les résoud.

Les erreurs statistiques s'obtiennent de la même façon. On néglige les erreurs sur N_{ij}, a^+_i, a^-_i, b^+_i et b^-_i devant celles sur ε_K qui peut être connu à 10 % près seulement. L'erreur sur les pics provient d'une incertitude de décomposition et non pas d'une mauvaise statistique.
On a $\sum_j dP_j (B^+_j - \varepsilon_K B^-_j) = d\varepsilon_K \sum_j (P_j B^-_j + A^+_j)$

Pour simplifier on néglige $P_j B^-_j$ devant A^+_j ce qui cause une erreur $\leqslant 3$ % ; alors si on appelle $B^+_j - \varepsilon_K B^-_j = M_{jK}$

$$dP_j = \sum_k (M^{-1})_{jK} \, d\varepsilon_K \sum_j A^+_j$$

M^{-1}_{jK} étant les coefficients de matrice inverse

$$\sigma(P_j) = \left[\sum_K \{(M^{-1})_{jK} \sum_j A^+_j\}^2 . \sigma^2(\varepsilon_K) \right]^{1/2}$$

Ce calcul tenant compte des corrections géométriques est obligatoire tout à la fois parce que la résolution en énergie est insuffisante et parce que l'analyseur est très dispersif. Le dépouillement du spectre expérimental en pics séparés, se fait

manuellement lorsqu'il y a un fond, et par calculatrice lorsqu'il n'y en a pas. Dans le premier cas, on effectue plusieurs décompositions et on calcule les polarisations correspondantes ; certaines peuvent être éliminées à l'aide de critères de continuité sur les sections efficaces. Les barres d'erreur statistiques sont majorées pour englober qualitativement les résultats provenant des diverses décompositions.

C - CALCUL DES COEFFICIENTS a_i et b_i

L'approximation la plus importante que nous ayons faite, a été de supposer exacte la relation $\theta\sqrt{E} = C^{te}$. On sait qu'elle n'est pas tout à fait vraie mais il s'agit ici de calculer des coefficients de correction. La section efficace différentielle de diffusion élastique $p-^{12}C$ a été approchée par la loi :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}}(\theta) = \left[A_4(\theta - \theta_o)^4 + A_2(\theta - \theta_o)^2 + A_o \right]^{-1}$$

et lissée pour les valeurs [8] de 135 MeV. θ_{lab} étant en radians, on obtient pour 150 MeV :

$\theta_o = 0,1075$ $\quad$ $A_2 = 0,1096$

$A_4 = 5,469$ $\quad$ $A_o = 2,64.10^{-3}$

La polarisation à 135 MeV [8] a été approchée par la loi $P = u\,\theta^2 - v\,\theta + w$

$u = 5,4166$
$v = 0,7448$ et θ en radians
$w = 0,454$

Des séries de coefficients a_i et b_i sont obtenues pour des énergies variant de 5 en 5 MeV, le calcul ayant été programmé sur IBM 650. Nous avons vérifié qu'un écart de 5 MeV sur l'énergie était sans conséquence sur les résultats obtenus, justifiant

l'interpolation. Les valeurs de a_i^+ et b_i^+ sont pratiquement constantes, alors que a_i^- et b_i^- varient beaucoup (et s'annulent pour le milieu de la cible).

L'application simple de la méthode décrite, rendrait inutile l'étalonnage du pouvoir d'analyse du polarimètre, puisqu'on se sert des valeurs obtenues par ailleurs pour le calcul des coefficients a_i et b_i. Cependant une telle façon de procéder ne serait pas bonne; d'une part, parce qu'elle supposerait que les valeurs dont on se sert pour $d\sigma/d\Omega$ et P sont exactes (ce qui n'est pas certain), et d'autre part, parce qu'elle supposerait que l'on a toujours rigoureusement positionné le polarimètre, de façon à ce que son axe géométrique soit confondu avec l'axe du faisceau. En pratique nous effectuons toujours l'étalonnage du polarimètre $P_2 = f(E)$; on obtient une droite $P_2 = \alpha F_{KHZ} - \beta$ (F_{KHZ} étant la fréquence de la sonde à résonance nucléaire servant à repérer le champ magnétique de l'analyseur). Cette équation est introduite dans le calcul de décomposition $P_2 = (\sum_i b_i^+ N_i) / (\sum_i a_i^+ N_i) \approx b^+/a^+$ puisque a_i^+ et b_i^+ sont presque constants. Il suffit alors de remplacer les valeurs calculées b^+ , (b^-) par les quantités

$$b^+ \left(\frac{b^+}{a^+}\right)^{-1} P_2 \quad , \quad \left(b^- \left(\frac{b^+}{a^+}\right)^{-1} P_2\right)$$

Comme exemple de l'importance de cet effet, à 131 MeV $\frac{b^+}{a^+} = 0,51$ alors que l'étalonnage donne 0,44. On remarque que cette correction correspond tout à fait à celle indiquée récemment[11] pour la renormalisation des valeurs de polarisation utilisées (référence 8), le facteur étant égal dans les deux cas à 0,854.

Vérification

Nous avons vérifié, d'une part, les coefficients a_i seuls, en mesurant une asymétrie purement expérimentale dans le cas d'un faisceau incident sur le polarimètre, décentré et non polarisé. Les valeurs calculées sont supérieures de 10 % aux mesures ce qui n'est pas grave pour des corrections et peut provenir de la non linéarité du noircissement de la photo, ou de la lecture du microphotomètre.

L'ensemble du calcul des corrections a été testé, d'autre part, sur un pic de diffusion élastique.
Pour le pic centré, nous avons obtenu $\varepsilon = 22$ % $P = 37,8 \pm 1,4$ %
Les mesures ont été faites ensuite sur les flancs et les asymétries trouvées corrigées par le calcul pour obtenir les valeurs

de polarisation suivantes :

Déplacement de 12 mm vers la gauche (Flanc droit)

$$\varepsilon = 38,8\ \%\qquad P_d = 39,6\ \%$$

Déplacement de 4,4 mm vers la droite (Flanc gauche)

$$\varepsilon = 15,7\ \%\qquad P_g = 37,1\ \%$$

On voit que les valeurs obtenues se recoupent tout à fait, compte tenu qu'il s'agit ici de trois mesures indépendantes, ayant leurs erreurs statistiques propres.

IV - ETALONNAGES

A - ESSAIS DE STABILITE ET DE REPRODUCTIBILITE

Ils ont été faits pour mesurer quantitativement l'influence de certains facteurs.

x Montage mécanique : on a trouvé, à l'aide de visées optiques effectuées avec une lunette, que les diverses rotations permettaient de retrouver la position initiale à 5.10^{-2} degré près.

x Variation du nombre de coïncidences triples (le polarimètre étant placé sur le faisceau direct non polarisé):

- En fonction du déplacement angulaire d'un bras : variation de 2 % par 0°1.
- En fonction de l'épaisseur d'absorbant de Cu : variation de 9.10^{-3} par 0,1 mm Cu.

La différence d'épaisseur des absorbants de Cu, placés sur chaque télescope, ne dépassant pas 2.10^{-2} mm, il n'en découle qu'une variation de 2.10^{-3} du taux de comptage.

- En fonction de l'électronique ; par permutation des circuits : aucun effet (autre que statistique).

Le polarimètre étant placé derrière l'analyseur, (sur le faisceau polarisé), les essais suivants ont été effectués sans variation de l'asymétrie mesurée (variation inférieure à la statistique) :

- dimension différente de la 1ère cible ; (même épaisseur de 4 mm, mais l'une ronde, l'autre rectangulaire)
- ouverture différente du diaphragme d'entrée de l'analyseur
- rotation du plastique 1 sur lui-même.

B - MESURE DE P_1

Il nous faut faire, à un angle donné, deux diffusions identiques, de façon à déterminer une valeur absolue $P_1=\sqrt{\varepsilon}$

En réalité, les deux diffusions ne sont pas faites dans des conditions identiques, mais seulement voisines :

- l'angle de diffusion est le même : 12°30'
- les énergies sont légèrement différentes
- les angles solides aussi.

Le tableau 3 donne les dimensions géométriques des scintillateurs plastiques utilisés. La mesure a été faite à deux reprises avec des conditions expérimentales différentes pour les ouvertures angulaires de la 2ème diffusion.

	N°	largeur (mm)	Hauteur (mm)	épaisseur (mm)	distance-cible (mm)
rie I	2 et 4	9	13	3	300
	1	26	56	2	-175
rie II	2 et 4	18	30	3	280
	1	8	40	2	-175
mmuns aux ux séries	3 et 5	35	100	3	470

Tableau 3 : Dimensions des scintillateurs plastiques utilisés pour la mesure de P_1

Les ouvertures angulaires radiales totales correspondantes sont résumées Tab. 4 ainsi que les épaisseurs de cible et l'énergie des protons au centre de chaque cible.

	1ère diffusion	2ème diffusion série I	2ème diffusion série II
$\pm \Delta\theta$	1°,31	2°,4	2°
épaisseur des cibles	4 mm	4 mm	4 mm
énergie au centre de la cible	153,8 MeV	148,8 MeV	148,8 MeV

Tableau 4

Les corrections d'ouvertures angulaires différentes ont été effectuées en posant :

$a = \overline{P_1(\theta)} \cdot \overline{P_2(\theta)}$ a est l'asymétrie expérimentale mesurée

$$\overline{P(\theta)} = \int_{\theta'}^{\theta''} P(\theta).\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\theta \Big/ \int_{\theta'}^{\theta''} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\, d\theta$$

On a pris pour P et $d\sigma/d\Omega$ une variation linéaire avec l'angle. La correction correspondante est faible, inférieure à 10^{-2} pour la première série, et à 10^{-3} pour la deuxième série.
Il est plus difficile de faire la correction d'énergie différente. Ne disposant pas de mesures de polarisation très précises en fonction de l'énergie, nous avons pris celles provenant de notre étalonnage (en énergie) du pouvoir d'analyse du polarimètre, malgré l'angle solide très grand des télescopes. On a appliqué ainsi un coefficient relatif de correction de 1,7 %, ce qui conduit aux résultats suivants :

1ère série $P'_1 = 0,579 \pm 0,012$

2ème série $P'_2 = 0,585 \pm 0,007$

d'où $P_1 = 0,583 \pm 0,006$

C'est en utilisant cette valeur que nous avons obtenu les résultats publiés. Cependant des mesures récentes et précises [11] obtenues à Harwell, nous permettent de préciser cette dernière correction. On obtient un coefficient relatif de correction de 2,5 % , ce qui, lorsqu'on l'applique à nos résultats, donne la valeur nouvelle, plus exacte :

$$P_1 = 0,587 \pm 0,006$$

L'erreur donnée est l'erreur statistique ; on a tenu compte de l'erreur possible sur les corrections appliquées.

PRECISION

- Contribution des protons diffusés inélastiquement par les premiers niveaux de ^{12}C (4,43, 7,66 et 9,64 MeV), dans la deuxième diffusion : à l'angle considéré, la section efficace inélastique

de ces niveaux est de l'ordre de 2.10^{-2} fois celle de l'élastique; la polarisation étant voisine, nous avions estimé la correction à apporter comme devant être très faible. Maintenant que nous disposons de mesures précises de polarisation (12) pour ces trois niveaux, il est possible de chiffrer la correction qui en découle sur P_1 : elle est de 2.10^{-3} par excès. Il faut remarquer qu'indépendamment de cette mesure de P_1, les protons diffusés inélastiquement n'apportent pas d'erreur aux mesures de P, car ils interviennent à la fois et de la même façon dans l'étalonnage (P_2) et la mesure de P.

- La lecture de l'angle de la deuxième diffusion est moins précise que celle de la première. L'écart angulaire entre les deux télescopes, issu de l'imprécision du repère de lecture, et de la visée optique, est estimé $< 5.10^{-2}$ degré. D'autre part nous n'avons pas remarqué au cours des étalonnages ou des mesures, d'asymétrie systématique différente entre les 2 télescopes. Cependant, même sans mettre en cause les repères de lecture, il est possible que les deux télescopes aient été mis au même angle, mais différent de 12°5. Le fait qu'on ait effectué deux mesures totalement indépendantes, peut laisser espérer une "compensation" partielle d'une erreur éventuelle. Si on suppose que la mesure "moyenne" correspond à un écart de 5.10^{-2} degré, l'erreur correspondante sur la polarisation dans la 2ème diffusion est $\frac{\Delta P}{P} \simeq 4.10^{-3}$ soit $\Delta P \simeq 2.10^{-3}$.

- L'axe du polarimètre peut être différent de l'axe du faisceau. Soit ε l'asymétrie vraie et ε' celle mesurée; un écart angulaire de $\Delta\theta$ entraîne une erreur sur l'asymétrie :

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{\sigma}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(1 - \varepsilon^2)\, d\theta$$

(en négligeant les termes d'ordre supérieur en $d\theta$, et aussi $\varepsilon P_1 \frac{dP_2}{d\theta} d\theta$, 10 fois plus petit que le premier terme).

Un écart maximum possible $\Delta\theta = 7{,}5.10^{-2}$ degré entraîne donc

$\Delta\varepsilon = 10^{-2}$ et $\Delta P_1 = \frac{\Delta\varepsilon}{2P_1} \simeq 8{,}5.10^{-3}$.

C'est la principale source d'erreur éventuelle. Nous pensons l'avoir, en partie, surmontée en faisant deux séries de mesures totalement indépendantes.

- Les angles solides, dans la deuxième diffusion, sont tels que le plastique 1 ne peut servir de cible secondaire dans la mesure de P_1.

En tenant compte de toutes ces corrections, on obtient finalement : $P_1 = 0,589 \pm 0,01$ (^{12}C à $12°5_{lab}$ $E_1 = 153,8$ MeV)

Il s'en suit que nos valeurs publiées [12],[18],[65] sont trop faibles de 1 %.

C - ETALONNAGE DU POUVOIR D'ANALYSE DU POLARIMETRE

Il est déterminé par la mesure de

$$\varepsilon = P_1 \begin{cases} 12°5 \\ \omega \\ 153,8 \text{MeV} \end{cases} \times P_2 \begin{cases} 12°5 \\ \Omega \\ E \text{ variable} \end{cases}$$

P_1 étant connu. On fait varier l'énergie des protons, en les absorbant par des plaques de polythène $(CH_2)_n$ disposées entre l'analyseur et le plastique 1. Cette courbe est faite au début de chaque expérience. Elle dépend des conditions expérimentales : positions du polarimètre, de la cible d'analyse, du diaphragme au niveau de celle-ci..., conditions pouvant être différentes d'une fois à l'autre, mais restant identiques au cours de la même expérience. Un exemple de résultat trouvé est porté sur la Fig.6, où l'on voit que les points sont alignés, ce qui a toujours été le cas ; (un résultat similaire a été récemment obtenu à Harwell[11]). Sur cette figure la droite (a) représente P_1 à $12°30'_{lab}$ porté en fonction de l'énergie, la droite (b) représente le pouvoir d'analyse du polarimètre, correspondant aux mesures de polarisations des niveaux de 4,43 ; 7,66 et 9,64 MeV du ^{12}C.

N'ayant pas de raison théorique pour justifier cet alignement, nous ne nous en sommes jamais servi pour réduire les erreurs statistiques de ces étalonnages.

Le calcul d'absorption est fait à l'aide des tables parcours-énergie U.C.R.L. ; on admet qu'il n'y a pas dépolarisation lors du ralentissement par le polythène. Le faisceau est élargi par les absorbants, mais reste symétrique, sans déplacement de son maximum. Dans ces conditions, l'asymétrie mesurée ε, avec les notations utilisées précédemment, devient :

$$\varepsilon = P \times P_2 = \frac{\sum_i (a_i^- + b_i^+ P) N_i}{\sum_i (a_i^+ + b_i^- P) N_i} = \frac{\sum_i b_i^+ N_i}{\sum_i a_i^+ N_i} \times P$$

Ce que l'on détermine étant $P_2 = \frac{\sum_i b_i^+ N_i}{\sum_i a_i^+ N_i}$, il n'y a aucune correction à effectuer.

(Cette remarque est générale pour le cas d'un pic unique symétrique). Le pouvoir d'analyse varie, en principe, avec la résolution en énergie du faisceau ; en fait, pour une énergie donnée, la variation des a_i^+ et b_i^+ est très faible, l'écart maximum étant de 3 % pour b_i^+ et 1,3 % pour a_i^+. Dans ces conditions, une variation de la forme de distribution des N_i, telle par exemple que celle causée par l'élargissement dû à $(CH_2)_n$, entraîne une variation de P_2, tout à fait négligeable devant l'erreur statistique. A titre d'exemple, si l'on part d'un pic de 95 KHZ de large, un absorbant de 27 mm de polythène élargit le pic jusqu'à 105 KHZ ; la variation de P_2 correspondante est voisine de 3.10^{-4}.

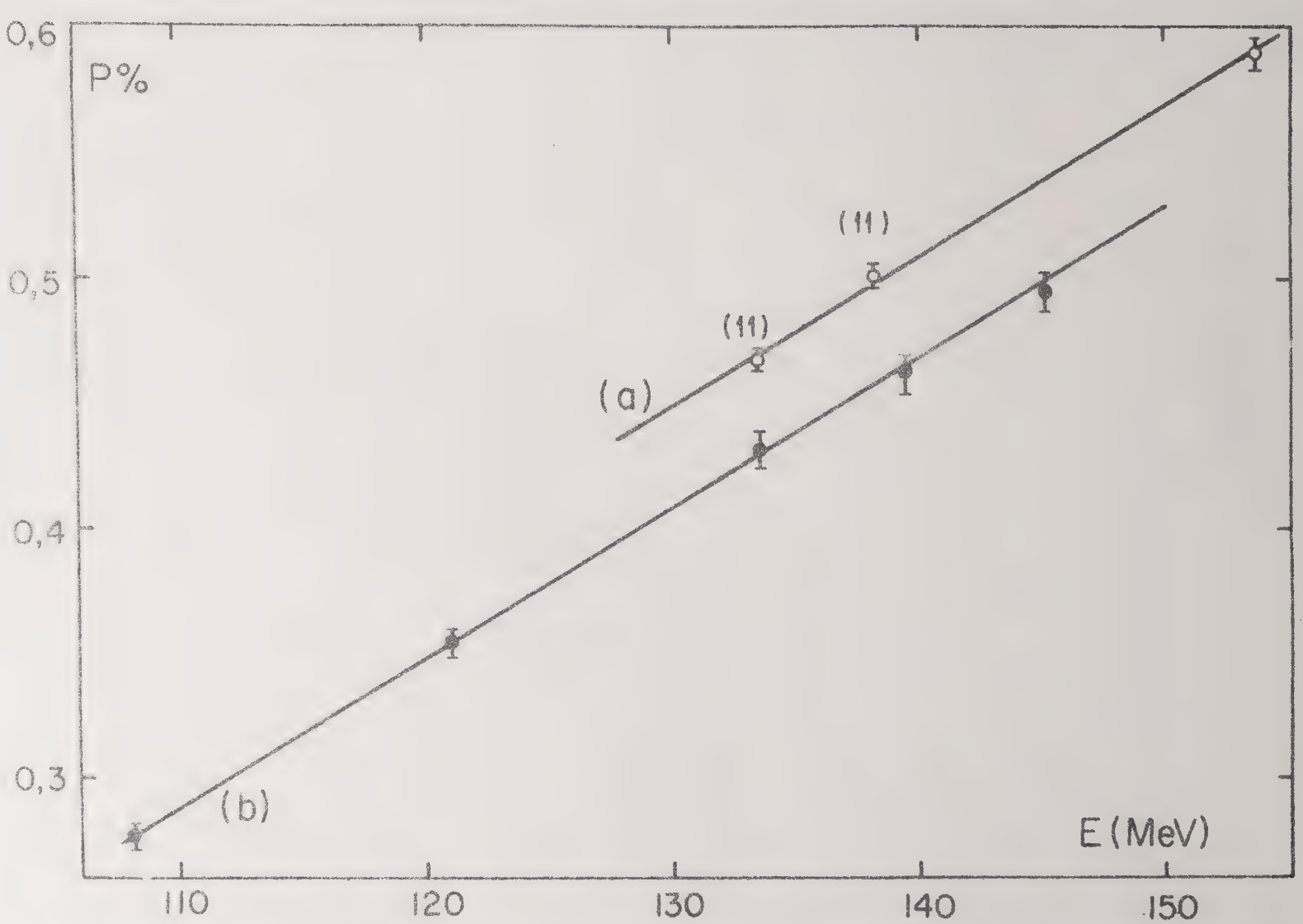


Fig. 6 — a) Polarisation des protons diffusés à 12°30 (lab) en fonction de l'énergie (cible ^{12}C)

b) Polarisation des protons en fonction de l'énergie des protons au milieu de la cible d'analyse: Pouvoir d'analyse du polarimètre.–

V - PRECISIONS OBTENUES

A - ERREURS SYSTEMATIQUES

Entre l'étalonnage du pouvoir d'analyse du polarimètre, et les mesures de P, toutes les conditions expérimentales ayant trait à la deuxième diffusion, restent identiques. Il n'y a changement que des conditions expérimentales de la première diffusion. Ces conditions sont suffisamment bien définies pour ne pouvoir entraîner d'erreurs importantes. En effet :

- la position angulaire est repérée sur un rail de 10 m de diamètre ce qui permet la lecture à 2.10^{-2} degré près;
- une variation du positionnement de la cible, le long d'un axe perpendiculaire au faisceau incident, correspond à une erreur angulaire de 10^{-2} degré/mm.

Cette façon de procéder-permutation des deux télescopes à chaque demi-mesure, et réétalonnage du pouvoir d'analyse pour chaque nouvelle condition expérimentale,-nous met à l'abri de la plupart des erreurs systématiques.

B - ERREURS DUES A DE MAUVAISES DECOMPOSITIONS

Elles affectent plus les résultats de polarisation que ceux de section efficace différentielle.
Dans la région comprise entre 0 et 10 MeV d'énergie d'excitation du ^{12}C, on prend avec précision, pour énergie du niveau excité, celle donnée par Spectroscopie à basse énergie [10]. On obtient la position avec précision, en testant l'étalonnage de l'analyseur à l'aide de deux pics bien séparés (correspondants aux niveaux de 4,43 et 12,71 MeV à petit angle). Pour les niveaux voisins de la résonance géante, la situation est plus délicate; elle sera discutée avec les résultats correspondants. Suivant l'énergie du pic étudié, la perte d'énergie dans la cible varie, et on en tient compte dans l'étalonnage. Les divers facteurs contribuant à la largeur des pics sont :

- Faisceau incident
- Largeur de la tâche
- Ouverture de l'analyseur

} mêmes facteurs pour tous les niveaux

- Epaisseur de la cible (mise à l'angle moitié). Elle est responsable d'un élargissement $\Delta E = (e/\cos\theta/2)\left(\frac{dE'}{dx} - \frac{dE}{dx}\right)$

L'effet est très faible.

- Le straggling dans la cible est négligeable pour l'élargissement relatif d'un niveau à l'autre. De même, l'effet de cinématique.

C - ERREURS STATISTIQUES

Lorsque le nombre de coïncidences mesurées est $< 10^4$, on a simplement (négligeant les erreurs statistiques d'étalonnage) $\Delta P \sim \frac{1}{P_2 \sqrt{N_T}}$ N_T étant le nombre total de coïncidences triples accumulées. Pour un niveau donné, P_2 variant peu d'un angle à l'autre, ΔP est constant si N_T l'est. Ceci n'est vrai que si le niveau est seul (diffusion élastique, ou niveau de 4,43 MeV du ^{12}C).
Dans les autres cas, les erreurs provenant des mesures voisines, se combinent pour conduire à une précision d'autant plus faible, que les mesures ont été faites proches l'une de l'autre. L'erreur statistique d'étalonnage est alors toujours négligeable, de même que l'erreur statistique sur le spectre.
Dans les cas où les résultats de polarisation diffèrent suivant les décompositions, on en tient compte, en majorant qualitativement la barre d'erreur pour englober les diverses valeurs trouvées correspondant à la même mesure.

C H A P I T R E II

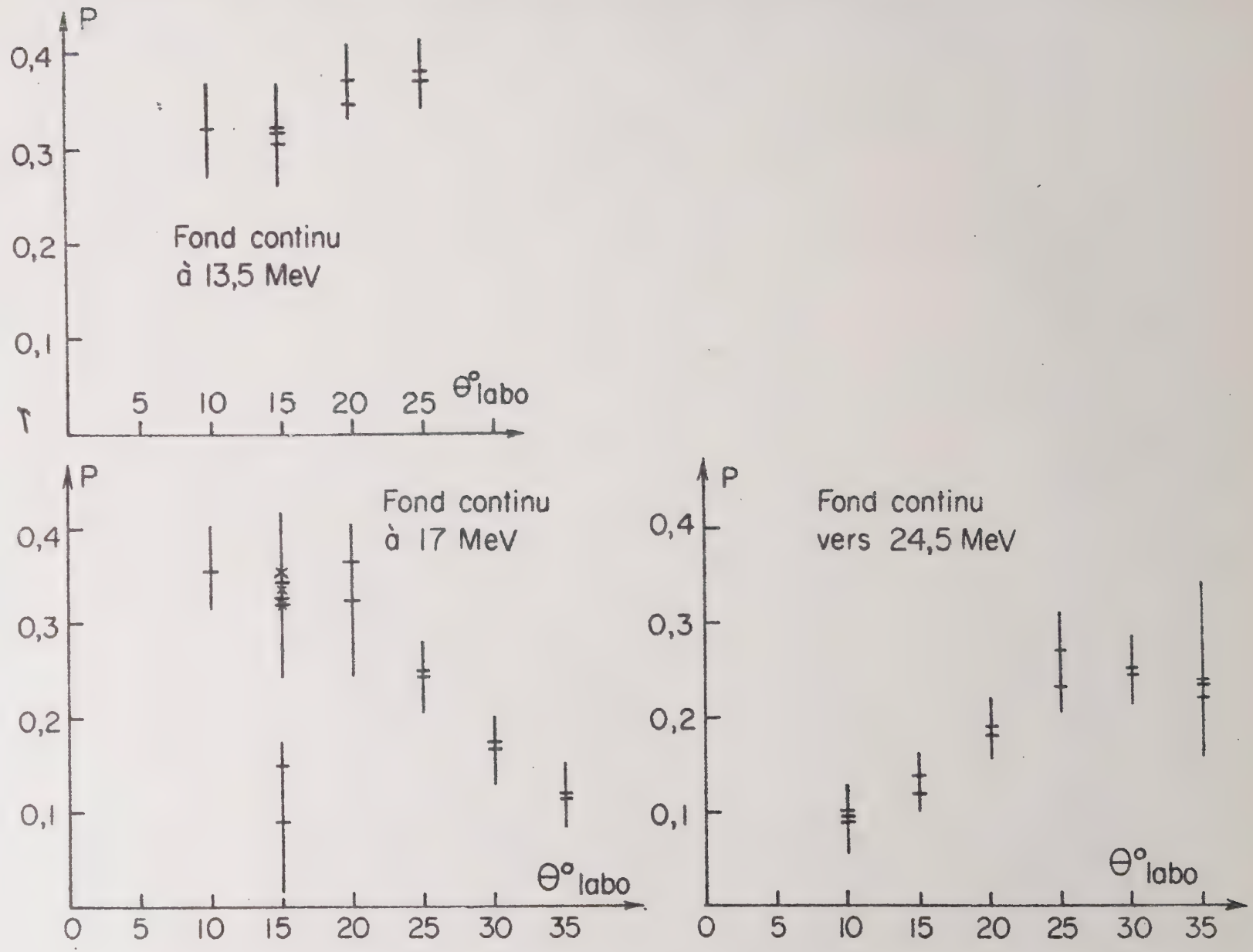


Fig. 7 — Polarisation du fond continu

ETUDE SPECTROSCOPIQUE

DES NIVEAUX DU ^{12}C ENTRE 15 et 24 MeV

Nous avons mesuré la polarisation des protons correspondants aux niveaux les plus fortement excités, pour des énergies d'excitation comprises entre 15 et 24 MeV. Les résultats ainsi qu'une discussion résumée ont été déjà publiés [18]; le grand nombre de niveaux existants [10], joint à une résolution très mauvaise au cours de cette expérience (1,4 MeV), ont rendu la décomposition particulièrement délicate. Nous avons été guidés par les sections efficaces expérimentales [17], obtenues au Laboratoire avec une meilleure résolution (0,78 MeV) pour la même énergie de protons, et nous avons séparé des pics à 15,1 ; 16,2 ; 18,2 ; 19,6 ; 21 et 22,3 MeV qui vont être discutés individuellement.

L'imprécision des résultats est augmentée par la présence d'un important fond continu de protons, provenant de réactions à trois corps : p, pα (seuil à 7,37 MeV); p,2p (seuil à 15,96 MeV) et p,pn (seuil à 18,72 MeV).
La décomposition du spectre en pics séparés dépend beaucoup des hypothèses faites sur la hauteur du fond continu. Plusieurs décompositions différentes ont été effectuées. Les résultats correspondants sont représentés par des traits horizontaux portés sur les barres d'erreur. Les mesures de polarisation du fond ont été faites aux endroits, où il n'y avait pas de niveau excité de façon notable, soit à 13,5 MeV ; 17 MeV et vers 24,5 MeV. Les résultats obtenus sont portés Fig.7.

Nous comparons nos résultats de sections efficaces différentielles, à ceux obtenus à la même énergie, avec une résolution de 0,78 MeV [17], et aussi à ceux, tout récents, obtenus avec des protons de 185 MeV et une résolution 0,3 MeV. Dans ce dernier cas, en plus de la transformation provenant du passage laboratoire-centre de masse, nous appliquons la loi approchée $\theta\sqrt{E} = C^{te}$, pour tenir compte de la différence d'énergie.
Les seules mesures de polarisation existantes, en plus des nôtres, sont celles obtenues à UPPSALA [21] avec des protons de 173 MeV; ces résultats sont compatibles avec les notres, mais peu nombreux et moins précis (la résolution en énergie de 2,3 MeV

ne leur a permis de séparer que deux niveaux à 19 et 22 MeV). Nous avons porté sur les courbes qui suivent, nos valeurs avec des erreurs englobant les résultats des différentes décompositions ; la comparaison avec les calculs théoriques, basés sur le modèle trou-particule, est faite à chaque fois.

NIVEAU DE 15,1 MeV

Nous avons séparé, facilement aux petits angles, le niveau bien connu [7],[10] de 15,1 MeV $J,\pi = 1^+$, $T = 1$. Ce niveau a été de tout temps considéré comme $T = 1$ pur, du fait qu'il participe au triplet de spin isobarique ^{12}B, ^{12}C, ^{12}N. Des mesures récentes [19],[22] ont confirmé que l'impureté $T = 0$ est $\leq 5.10^{-2}$. Les calculs théoriques de schémas de niveaux indiquent que la fonction d'onde de ce niveau s'obtient à partir de celle de l'état fondamental, à l'aide d'une seule configuration $1p_{3/2}^{-1} - 1p_{1/2}$. Ceci est obtenu à la fois, comme résultat de calculs limitant les configurations à la couche 1p [20],[43], et résultat de calculs en modèle trou-particule [14],[15] sans limitation de configuration. Il y a là, un cas particulier et rare d'un niveau théoriquement déterminé sans ambiguité ; nous avons donc calculé la polarisation théorique attendue, en approximation d'impulsion, en tenant compte des ondes $\ell = 0$ et 2, et à l'aide de la seconde quantification pour le calcul des éléments de matrice réduits. On a pris pour parties radiales des fonctions d'onde, celles de l'oscillateur harmonique; le paramètre $b = 1,64$ fm a été déterminé par les expériences de diffusion d'électrons [42]. Les courbes sont portées -Fig.8- ainsi que les résultats expérimentaux. On voit que les différents potentiels : a) Gammel-Thaler ; b) Hamada-Johnston ; c) Yale (YLAM + YLAN 3M), donnent des résultats sensiblement voisins. Le potentiel Gammel-Thaler semble être plus correct; on retrouvera pour d'autres niveaux cette même conclusion. Cependant, puisqu'il rend moins bien compte des résultats expérimentaux nucléon-nucléon, nous considérons cet accord comme fortuit. Sur la fig.8 sont portées aussi nos valeurs expérimentales de polarisation et de section efficace différentielle ainsi que, pour comparaison, les points de section efficace différentielle, obtenus par d'autres équipes. On voit que l'accord obtenu est bon, entre les divers résultats expérimentaux et aussi entre ceux-ci et les valeurs théoriques calculées [14] avec les mêmes hypothèses que celles décrites précédemment pour le calcul de P, à condition de multiplier les valeurs calculées par 0,12. Ce dernier facteur montre l'importance des effets négligés dans l'approximation d'impulsion simple. Des calculs avec distorsion existent maintenant ; leurs

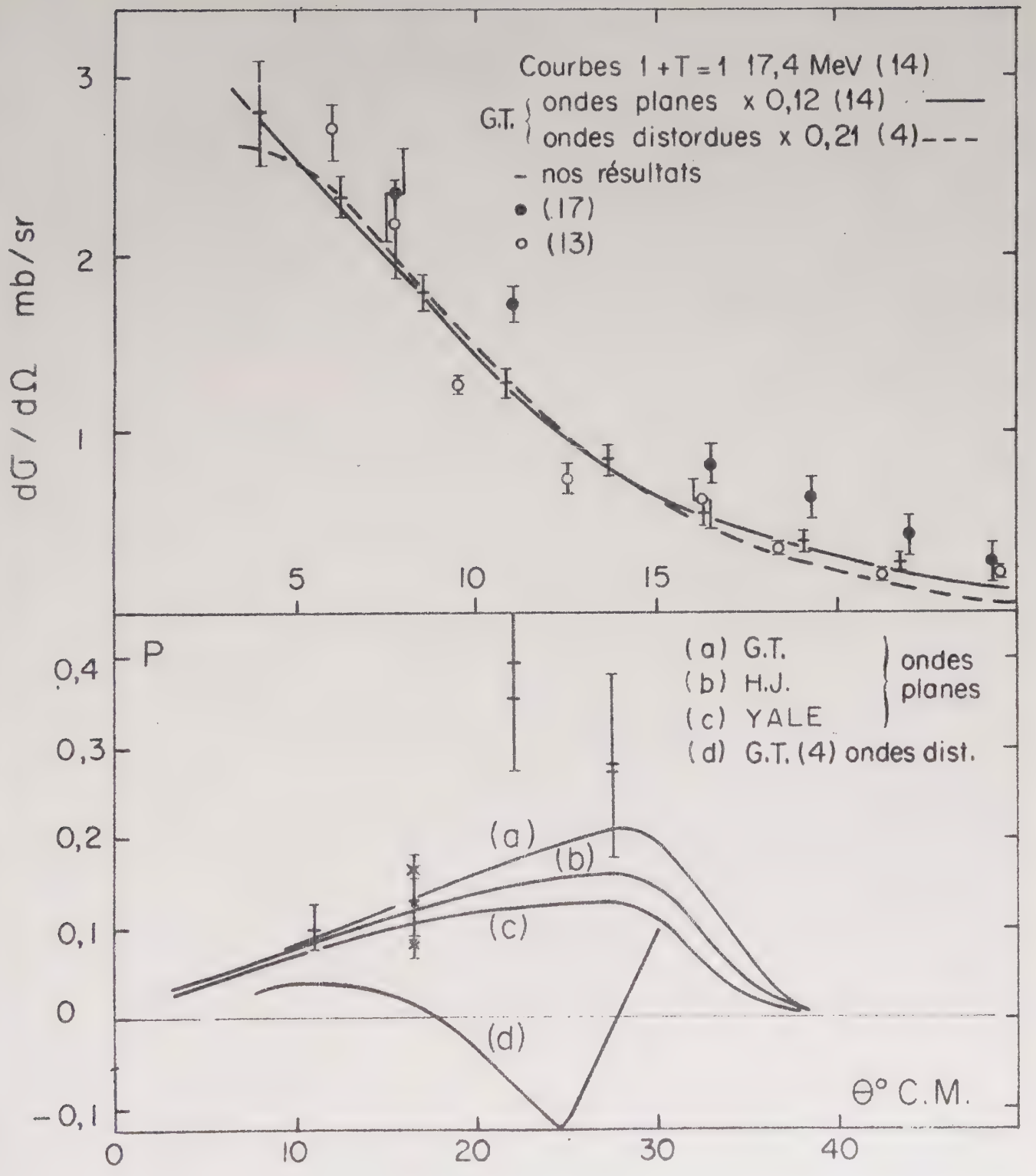


Fig. 8 — Niveau de 15,1 MeV

résultats [4] ont été portés sur les courbes; on voit qu'il y a encore désaccord, puisqu'il ne devrait plus y avoir de facteur multiplicatif. La section efficace différentielle est très sensible aux paramètres du potentiel optique introduits dans le calcul ; les mêmes calculs de HAYBRON (Communication privée) ont montrés que deux potentiels différents, obtenus tous deux à partir de résultats expérimentaux, conduisent à des sections efficaces théoriques très différentes. Au potentiel récent [30] correspondent des résultats inférieurs, d'un facteur 1,6, à ceux obtenus à l'aide d'un potentiel ancien [29], résultats cependant encore bien trop élevés.

Il en est de même pour la polarisation; on voit que la courbe d), obtenue avec distorsion [4], est tout à fait en désaccord avec l'expérience. L'importance du terme spin-orbite dans le potentiel est évidente : en effet, un potentiel distordant purement central ne modifie que très légèrement la forme de la courbe de polarisation [7]. Les courbes calculées en ondes planes sont plus proches des valeurs expérimentales. Cependant, à 22° et 27°5 C.M., celles-ci sont trop élevées; et cette remarque est encore plus fondée, si on considère que le résultat obtenu pour le fond continu à 13,5 MeV, est légèrement perturbé par la présence du niveau à 14,08 MeV, connu [33][64] maintenant comme étant un niveau $J, \Pi = 4^+$, $T = 0$, non résolu dans nos expériences. On a donc ici un niveau à polarisation importante, ce qui explique que la polarisation trouvée pour le fond à 13,5 MeV, soit supérieure, à $25°_{Lab}$, à celle trouvée pour 17 MeV. La valeur donnée de la polarisation du niveau de 15,1 MeV, à $27°_{C.M.}$, est donc un peu faible. Le niveau de 14 MeV intervient d'autant plus que l'angle est grand ; à 30° il est du même ordre de grandeur que celui de 15,1 MeV et la mesure de P n'a pas été faite pour cette raison. Une explication pour ces points de polarisation élevée va être proposée dans le paragraphe suivant. Il reste, pour ce niveau connu théoriquement sans ambiguité, que la comparaison expérience-théorie est assez satisfaisante, si on se limite aux ondes planes, et que le désaccord est plus important, si on décrit le choc plus complètement à l'aide du formalisme des ondes distordues (compte tenu du potentiel optique utilisé).

NIVEAU DE 16,2 MeV

On le décompose assez facilement à partir du spectre expérimental, car il forme avec celui de 15,1 MeV, un ensemble bien séparé des autres niveaux, et le fond continu provenant des réactions à trois corps, est sensiblement plat à

cet endroit du spectre. Il s'agit du niveau 2+, T = 1 de 16,1 MeV. Les caractéristiques 2+ sont déduites des distributions angulaires des α - émis aussi bien vers le niveau fondamental du ^{8}Be, que vers le niveau excité à 2,9 MeV - de même que des distributions angulaires des γ -émis vers l'état excité de 4,43 MeV du ^{12}C, comme vers le fondamental. La largeur très petite suggère T = 1, ce qui est en accord avec l'hypothèse du triplet de spin isobarique, ce niveau étant alors l'analogue de ceux de 0,95 MeV du $^{12}B^{*}$, et 1,06 MeV de $^{12}N^{*}$.

Nos résultats expérimentaux sont portés sur la figure 9. La section efficace obtenue est tout à fait en accord avec les résultats à très bonne résolution (0,3 MeV). Nos erreurs statistiques sont faibles; l'importance de la zone hachurée est due à des décompositions extrêmes, provenant d'hypothèses différentes sur la hauteur du fond continu. Les valeurs expérimentales de polarisation, plus grandes que celles attendues pour un niveau T = 1, nous font penser que nous avons, ici, un mélange entre le niveau 2+, T = 1, et un niveau à parité naturelle, T = 0, non séparé. La position de ce niveau nous est suggérée par la remarque, faite à propos des valeurs expérimentales de polarisation, concernant le niveau de 15,1 MeV, où l'on avait la même perturbation à partir de 20°; ces deux niveaux ont T = 1 et doivent avoir des polarisations faibles, indépendamment de leurs fonctions d'onde, dans l'hypothèse de l'approximation d'impulsion. Ils sont donc, tous deux, perturbés par un niveau d'énergie voisine de 15,6 MeV, dont la section efficace différentielle doit être de l'ordre de 0,1 mb/sr vers 20° (d'après les valeurs expérimentales de polarisation trouvées). Cette valeur faible explique qu'il n'ait pas été décomposé, même à bonne résolution ; les valeurs de $d\sigma/d\Omega$, données pour les niveaux de 15,1 et surtout 16,2 MeV sont alors trop élevées. Ce niveau de 15,6 MeV peut être identifié avec celui, théorique, 2+, T = 0, trouvé par N. VINH MAU [14] à l'aide du modèle trou particule, à 16,7 MeV. Dans ce calcul, les configurations à deux trous et deux particules étant ignorées, l'énergie des niveaux T = 0 est toujours trop élevée de 1 à 2 MeV, par rapport à leur position exacte. Ce niveau apparaît aussi comme résultat de calcul du schéma du ^{12}C, avec interaction effective limitée à la couche 1p [43], avec une énergie d'excitation théorique de 15,1 MeV. Il n'y a plus, à l'heure actuelle, de niveau T = 0 rapporté dans les tables [10] entre 15 et 16 MeV; mais un niveau à 15,62 MeV avait été signalé précédemment [24], et notre discussion confirmerait ce résultat. La valeur T = 0 avait été proposée [25], à partir de la comparaison avec ^{12}B ; en effet, ce dernier noyau, n'a pas de niveau analogue pouvant correspondre à celui de 15,62 MeV du ^{12}C. Ceci est aussi vrai pour le noyau d' 12 N . La

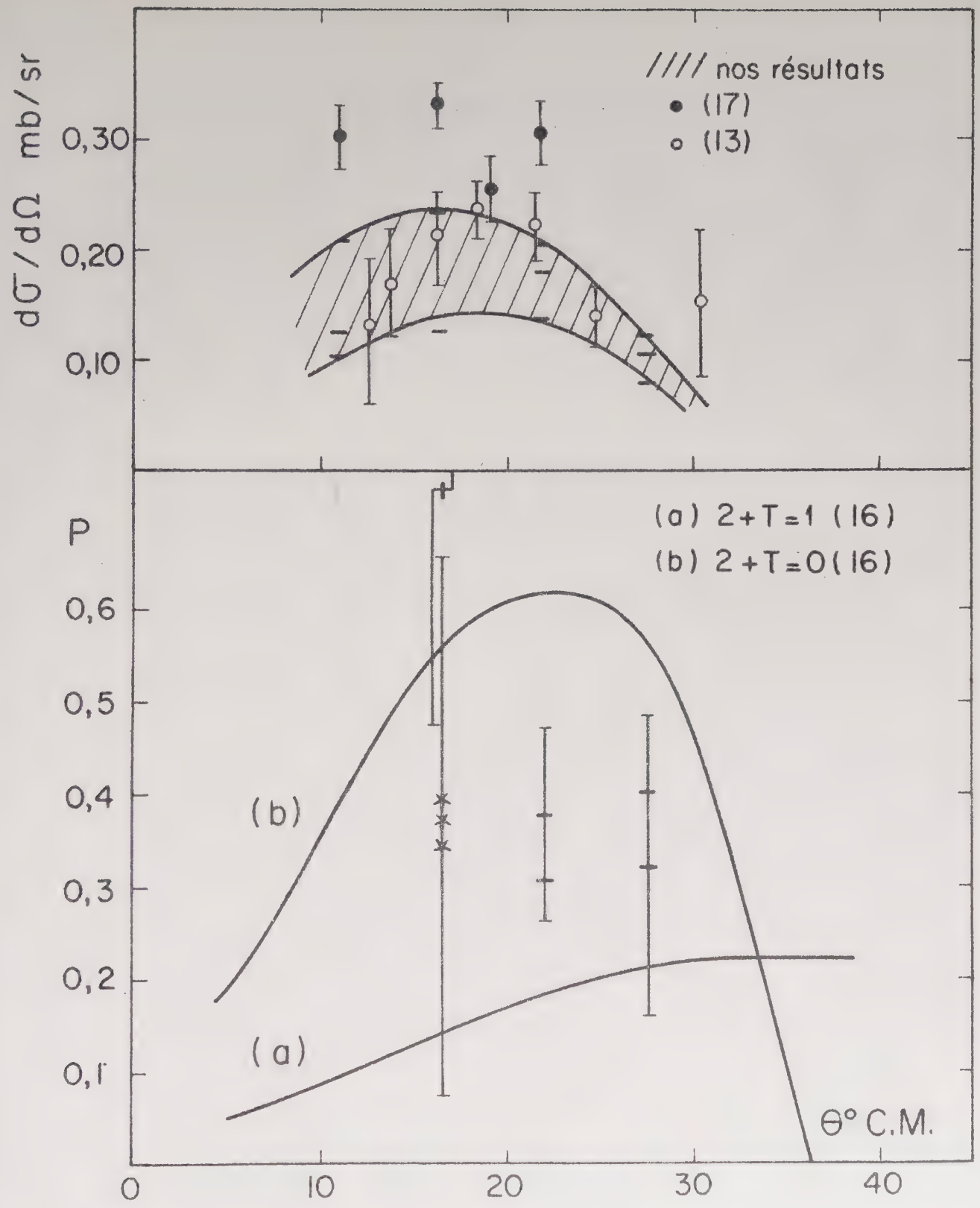


Fig.9 — Niveau de 16,1 MeV

présence de deux niveaux voisins, de mêmes caractéristiques quantiques 2+ et d'isospins différents (T = 0 à 15,62 MeV ; T = 1 à 16,11 MeV) rend possible le mélange partiel d'isospin pour chacun de ces niveaux. La présence, même faible, d'isospin T = 0 pour le niveau de 16,1 MeV, viendrait renforcer l'augmentation de la polarisation, dûe à la présence du niveau voisin non résolu de 2+, T = 0, à 15,62 MeV. On s'explique ainsi, tout à la fois, pourquoi le niveau de 15,62 MeV est rarement observé expérimentalement (section efficace faible dûe à la configuration principale $1p_{3/2}^{-1} - 1f_{7/2}$ présentant un faible recouvrement des fonctions d'onde), et pourquoi le niveau de 16,1 MeV est émetteur α bien que T = 1. En conclusion, la polarisation trouvée est en accord avec un mélange 2+, T = 1 et 2+, T = 0.

Il existe un niveau à 16,57 MeV, vu par réaction $^{10}B(^3He,p)^{12}C^*$ (27),(24), de caractéristiques 2-, T = 1 (10). Un tel niveau ne semble pas avoir été notablement excité dans notre expérience, et de toute façon, il ne peut pas être responsable des valeurs expérimentales élevées de polarisation. De même, le niveau 1-, T = 1 de 17,23 MeV, ne semble pas avoir été excité dans nos expériences, puisqu'à cette énergie d'excitation il correspond un creux dans le spectre expérimental.

NIVEAU DE 18,2 MeV

Nous avons été amenés à décomposer dans le spectre un pic, intermédiaire entre le creux de 17,1 MeV et le pic de 19,6 MeV ; ce niveau se trouve à 18,2 MeV, ce qui est en accord avec les autres décompositions (17)(13). Nos résultats sont portés sur la Fig.10 ; la section efficace différentielle est représentée par une courbe. Nous n'avons pas cherché à faire ici différentes décompositions (en effet, il n'est pas du tout certain que le spectre des protons provenant de la réaction p-2p, soit monotone, car on se trouve juste au-dessus du seuil). Les valeurs de polarisation trouvées sont faibles, et tout à fait compatibles avec celles correspondant au niveau théorique 2- T = 0 à 20,6 MeV (2),(14),(16) ; en contradiction avec les résultats des expériences de sections efficaces différentielles seules(17), qui avaient amené à conclure qu'il s'agissait du niveau théorique 2+, T = 0, de 16,7 MeV. Le niveau expérimental à 18,37 MeV(10) est caractérisé par J, π = 2+ (expérience $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ (25)). De telles caractéristiques ne sont pas incompatibles avec nos résultats, s'il s'agit d'un niveau T = 1 ; (il est effectivement possible de lui faire correspondre les niveaux de 3,39 MeV du ^{12}B et 3,46 MeV de ^{12}N). Bien que ce niveau de 18,37 MeV se désexcite par α (23), il n'est pas obligatoire

que son isospin soit nul [44]. Cependant, comme les calculs des schémas de niveaux [14] en modèle trou-particule ne prévoient pas de niveau 2+, T = 1, dans la région (en plus du niveau de 16,1 MeV), nous proposons en définitive pour ce niveau de 18,2 MeV, les caractéristiques 2-, T = 0.

Le niveau 0+ à 17,77 MeV [10],[25] n'a pas été excité dans nos expériences.

NIVEAUX AUX ENVIRONS DE 19,6 MeV

Nous avons séparé un pic dans le spectre de diffusion, bien dégagé à petit angle, et d'énergie moyenne 19,6 MeV. Les résultats de section efficace différentielle et de polarisation sont portés sur la Fig.11. La décomposition du spectre expérimental en pics résolus, devenant de plus en plus difficile à cause du nombre élevé de niveaux existants, il est certain que notre pic correspond à plusieurs niveaux différents. Ceci est confirmé par la position du pic séparé, qui a varié, suivant l'angle et suivant la décomposition, entre 19,4 et 19,8 MeV. Le niveau principal excité est celui théorique 2- T = 1 [14] de 19,8 MeV, qui doit se trouver en réalité vers 19,3 MeV [13],[17]. Cependant, les résultats de section efficace différentielle montrent l'apparition, à 33° C.M., d'un niveau excité de façon notable; et la mesure de P à cet angle, montre qu'il s'agit d'un niveau T = 0, de parité naturelle, que l'on identifie au niveau théorique [14] 3- (18,75 MeV). D'après le déplacement expérimental du niveau 2- , T = 1 de 19,3 à 19,6 MeV, nous pouvons dire que le niveau 3- , T = 0 doit se situer aux alentours de 20,3 MeV.

NIVEAUX VERS 21 MeV

Nous avons obtenu un pic vers 21 MeV, de polarisation moyenne (Fig.12), dûe à l'existence de plusieurs niveaux mal séparés (ce que l'on voit aussi sur la forme de la courbe de la section efficace). Les décompositions obtenues à meilleure résolution [13],[17], mettent en évidence des niveaux à 20,4 et 21,4 MeV. La polarisation assez élevée trouvée vers 21 MeV, indique la présence d'un niveau T = 0, de parité naturelle, ayant une section efficace assez grande devant celle des autres niveaux excités. On veut lui faire correspondre une prévision théorique obtenue avec le modèle trou-particule [14]; il faut alors considérer les résultats des calculs effectués avec les hypothèses ayant conduit au meilleur accord.

On cherche à faire correspondre au niveau expérimental, un niveau théorique T = 0 et de parité naturelle.

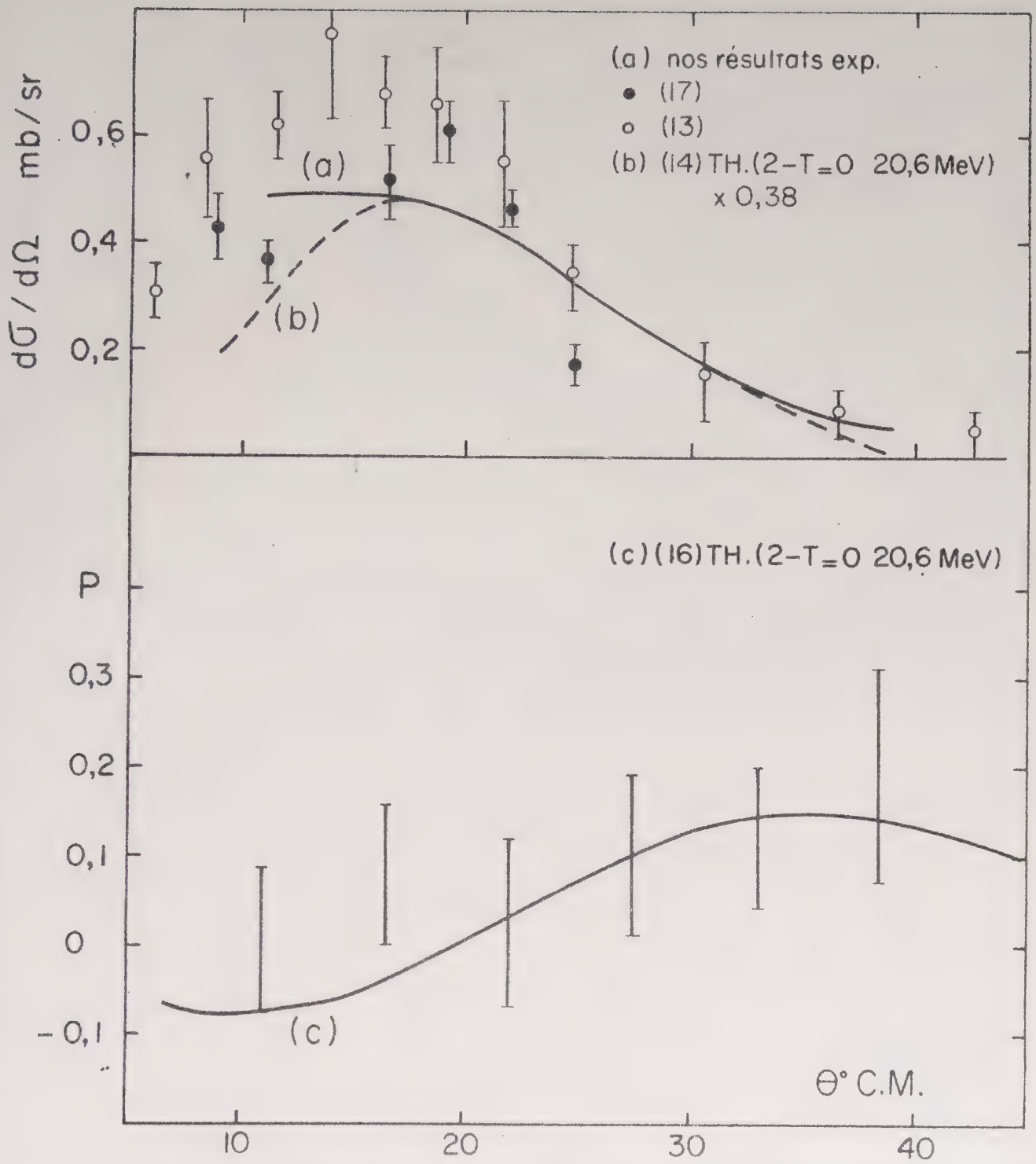


Fig. 10 — Niveau de 18,2 MeV

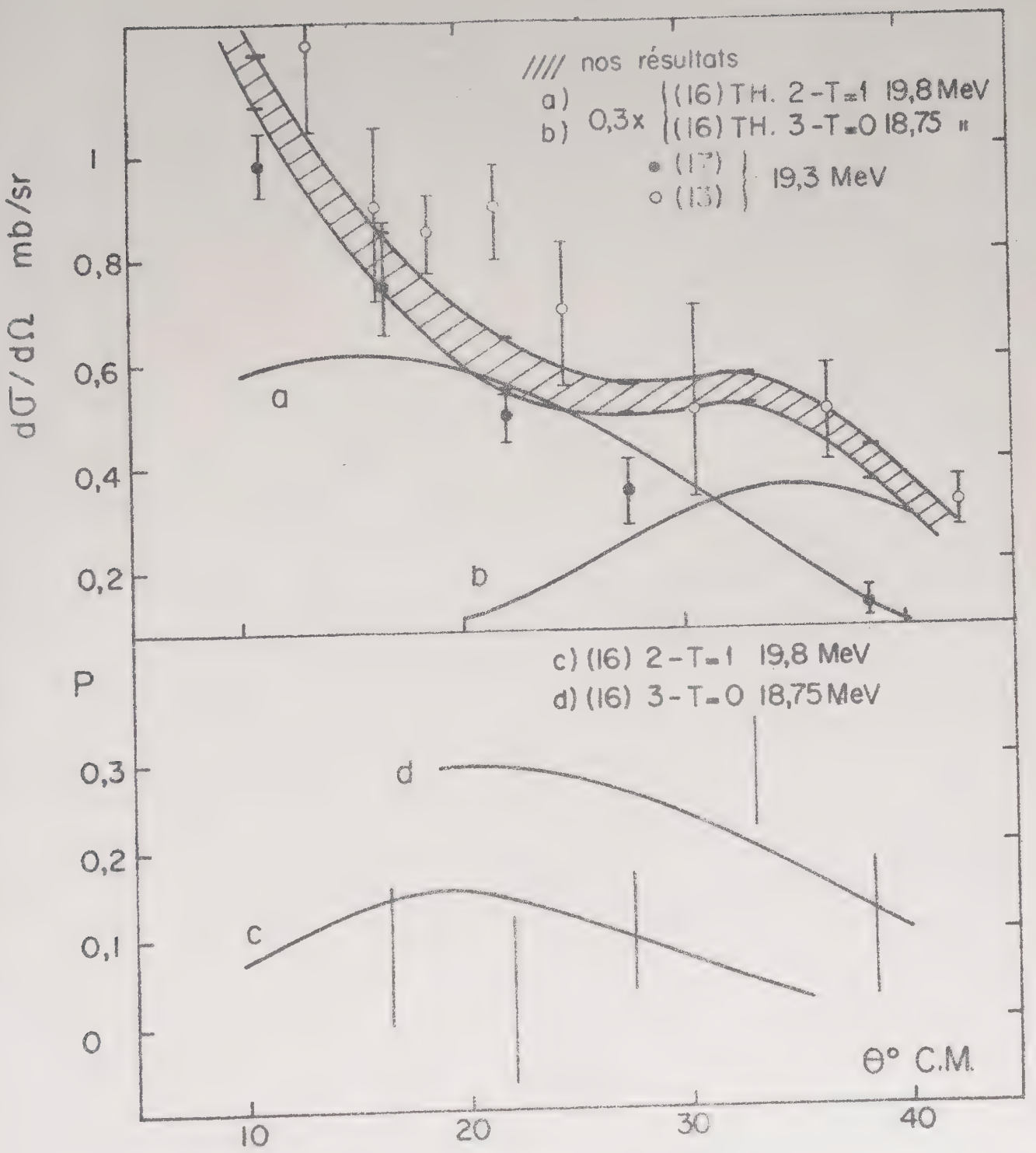


Fig. 11 — Niveau de 19,6 MeV

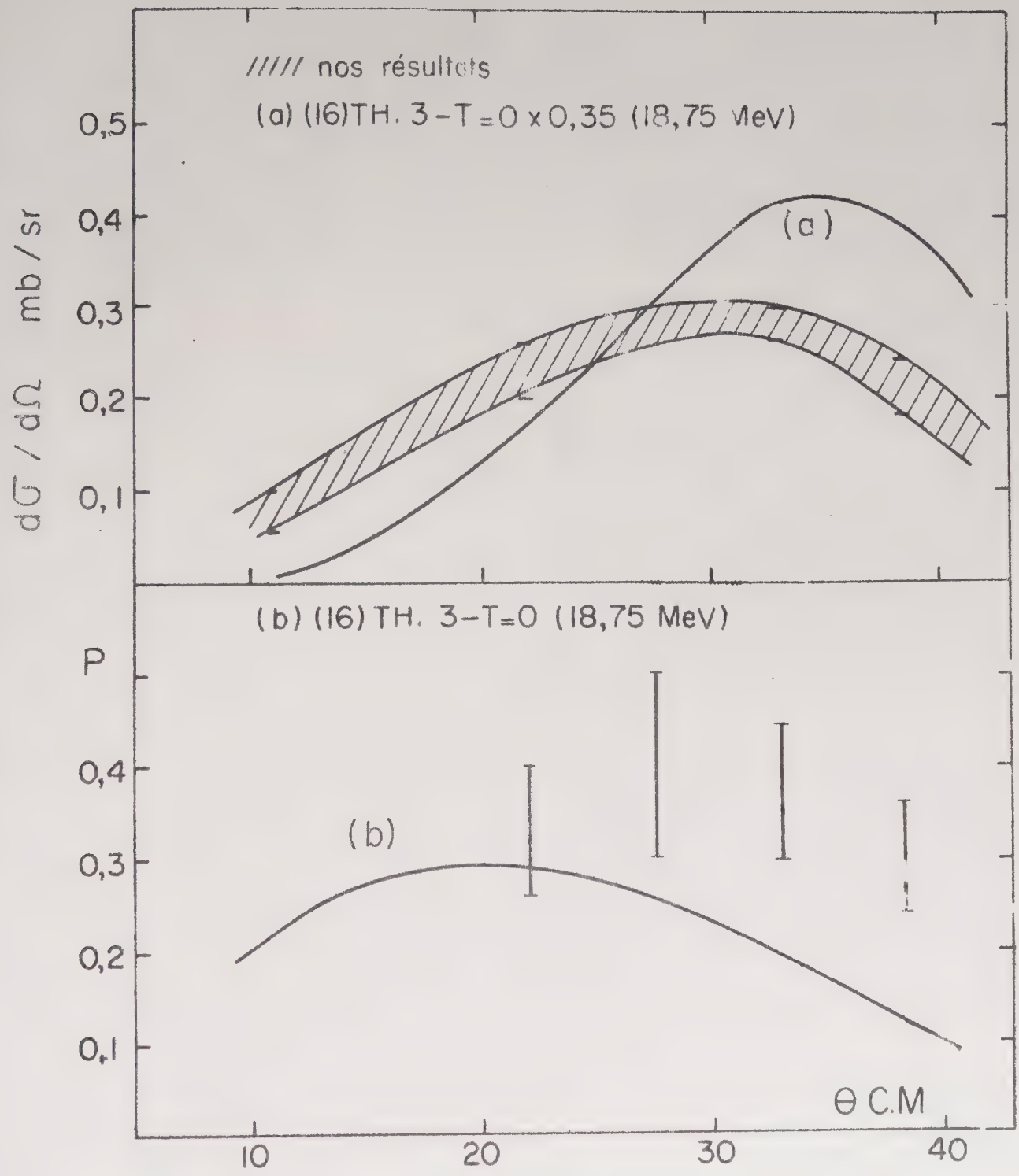


Fig. 12 — Niveau de 21 MeV

- Soit 1- , 3- ; il faut considérer les résultats des calculs effectués avec les hypothèses suivantes ; force à portée nulle et excitation d'un seul nucléon (état fondamental constitué de nucléons indépendants ,-approximation I).
- Soit 0+ , 2+ ; il faut considérer les résultats des calculs effectués avec les hypothèses : force à portée finie pour l'interaction nucléon-nucléon (dépendance radiale du type gaussien), et approximation II,c'est-à-dire existance de paires de trous-particules décrivant les corrélations des nucléons dans l'état fondamental.

Le seul niveau de parité naturelle et d'isospin nul,existant d'après ces calculs[14],est le niveau 3-,T= 0, déjà remarqué dans la discussion des niveaux voisins de 19,6 MeV et placé alors vers 20,3 MeV. Nous sommes alors conduits à le rapprocher un peu de 21 MeV, ce qui lui donne une énergie voisine de 20,5 MeV,au lieu de 18,75,prévue théoriquement. Cet écart assez important peut s'expliquer par le fait que les niveaux 3- ont été seulement calculés [14] dans les hypothèses f.p.f, app.II,qui ne donnent pas de bon accord pour les niveaux de parité négative. Cette valeur d'énergie nous amène à identifier ce niveau avec celui de 20,63 MeV,vu par réaction $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$ [25] et déterminé comme $J,\pi = 3-$, $(T = 1)$,à partir des distributions angulaires des α émis. Notre identification : $J,\pi = 3-$, $T = 0$, contredit le choix -d'ailleurs peu clair- de l'isospin fait dans cette publication.

NIVEAU DE 22,3 MeV

Nous avons décomposé un niveau placé à 22,3 MeV, que nous avons identifié avec celui de 22,5 MeV ($\Gamma \simeq 3$ MeV) [10] ce qui correspond bien à la situation aux petits angles où il apparait nettement. Ce doit être aussi le niveau décomposé à 22,1 MeV récemment, à bonne résolution [13], avec évidemment une contribution des niveaux voisins (23,4 et 21,4 MeV) [13]. On voit,sur la fig.13,que la polarisation trouvée est toujours faible, et en bon accord avec celle calculée pour le niveau 1-, T = 1,prévu théoriquement à 22,6 MeV. Ce niveau a une configuration prédominante $1p_{3/2}^{-1} - 1d_{5/2}$,et son énergie théorique est en accord avec la valeur expérimentale,ce qui est général pour les niveaux de parité négative. La section efficace différentielle est en assez bon accord,si on suppose un facteur multiplicatif 0,36 et un mélange $(1-,T = 1) + (2-,T = 1)$. Le résultat des calculs [51] des facteurs de forme transverses inélastiques de diffusion d'électrons par les niveaux de la résonance géante du ^{12}C , donne aussi un bon accord avec le modèle

trou-particule.

CONCLUSION

Pour résumer la discussion de ce chapitre, nous allons comparer, dans le tableau 5, nos résultats expérimentaux avec les calculs théoriques [14]. On remarque que les énergies sont un peu différentes (surtout pour les niveaux de parité positive); en général les valeurs théoriques sont trop élevées de 0 à 2 MeV (sauf en ce qui concerne le niveau 3- à 18,75 MeV, qui est trop bas). Dans le tableau 5, la correspondance se fait ligne par ligne. On remarque qu'à partir de 17 MeV, il est difficile de rapprocher les niveaux que nous pensons avoir excité de ceux rapportés dans AJZENBERG-SELOVE[10].

L'accord global entre les prévisions, obtenues à l'aide de l'approximation d'impulsion, et les résultats expérimentaux, nous a permis d'apporter les renseignements de spectroscopie précédents. Cependant, cet accord, s'il nous permet de déterminer des caractéristiques quantiques, ne nous permet pas de discuter les différents modèles possibles pour le noyau cible. On a besoin alors de mesures expérimentales plus précises, c'est-à-dire, avant tout, effectuées dans une région du spectre d'excitation, où les niveaux sont bien séparés, compte tenu de la résolution expérimentale disponible.

Note *La valeur absolue des sections efficaces différentielles, dépend de façon assez sensible, des poids intervenant dans les différentes configurations des fonctions d'onde ; ainsi les résultats peuvent être différents lorsqu'on compare[80], ceux provenant des fonctions d'onde de GILLET, d'une part, et H.VINH-MAU de l'autre. Nous avons cependant fait une comparaison des facteurs de réduction R obtenus à partir de nos valeurs expérimentales et des calculs de H. VINH-MAU[14]. De façon générale, R est voisin de 0,35 pour les niveaux de parité négative, et voisin de 0,14 pour les niveaux de parité positive. Dans l'état actuel de nos connaissances, ce résultat est inexplicable.*

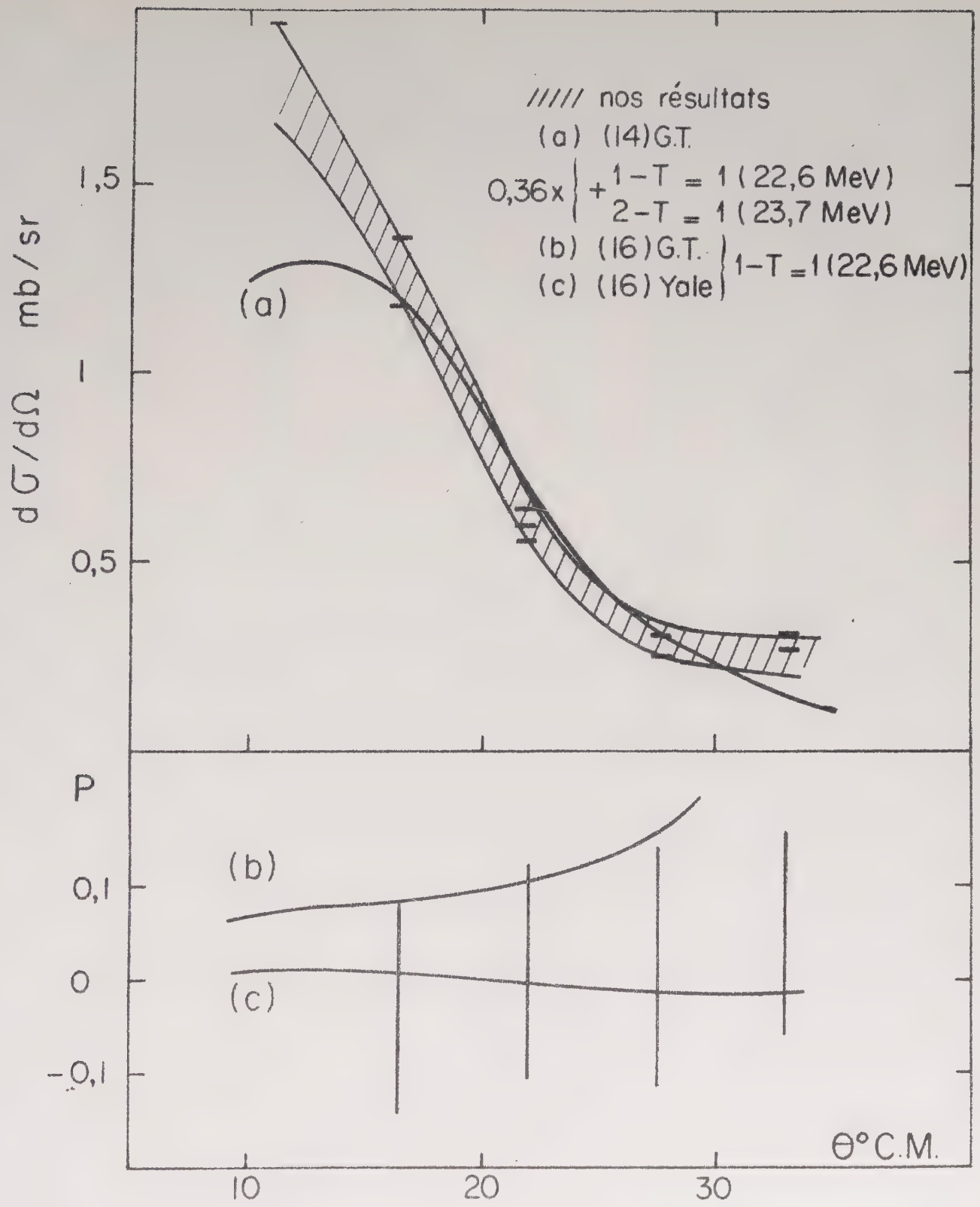


Fig.13 — Niveau de 22,3 MeV

Niveaux d'après AJZENBERG-SELOVE (10)		RESULTATS EXPERIMENTAUX			CALCULS THEORIQUES (14)	
ENERGIE (MeV)	CARACTE-RISTIQUES	ENERGIE (MeV)	CARACTERISTIQUES		ENERGIE (MeV)	CARACTERISTIQUE
		DETERMINATION				
	J π T	SURE	POSSIBLE	J π T		Jπ T
15,11	1 + 1	15,1		1 + 1	17,4	1 + 1
15,62)			15,6	2 + 0	16,7	2 + 0
16,11	2 + 1	16,2		2 + 1	16,1	2 + 1
16,57	2 - 1					
17,23	1 - 1					
17,77	0+					
18,37	2 + 1	18,2		2 - 0	20,6	2 - 0
18,4						
18,85						
19,26		≃19,5		2- 1	19,8	2 - 1
+ une di-aine de iveaux en-re 19 et 2 MeV						
			20,6	3 - 0	18,75	3 - 0
		≃22,3		1 - 1	22,6	1 - 1
					23,7	2 - 1
					23,8	3 - 1

TABLEAU 5

/C H A P I T R E III/

NIVEAUX DE 4,43 ; 7,66 ET 9,64 MeV DU ^{12}C

NIVEAU DE 9,64 MeV

C'est un niveau 3-,T = 0 [10],[49] (caractéristiques déterminées à partir de la distribution angulaire des γ émis par le niveau de 16,11 MeV, 2+,T = 1,vers celui-ci). Anciennement,ce niveau était considéré comme étant 1-.

Nous donnons Fig.14 et Tableau 6 nos résultats de section efficace différentielle. Les valeurs différentes portées pour le même angle correspondent à une même mesure,mais à des décompositions effectuées avec des hypothèses différentes sur le fond de réaction à trois corps p,p'α (seuil à 7,37 MeV). Nos résultats sont comparés à ceux obtenus à 155 MeV [17] et 185 MeV [13] et ramenés,d'une part, dans le système du centre de masse,et d'autre part, à même transfert de moment. L'accord est assez bon avec les résultats des mesures à 185 MeV.

Les valeurs expérimentales de polarisation sont données tableau 6 et Fig.15. Nos erreurs sont importantes,car elles tiennent compte à la fois des erreurs statistiques, de l'imprécision sur l'importance du fond de réaction à trois corps et de l'imprécision sur la polarisation de ce fond. Il existe des mesures antérieures de polarisation à 173 MeV (UPPSALA[21]) et d'asymétrie à 135 MeV (HARWELL[8]) ; ces mesures sont moins précises que les nôtres[12] et n'ont pas été,pour cette raison, portées sur la Fig.15.

Ce niveau ayant une parité négative, n'apparaît pas dans les calculs du schéma des niveaux limitant l'espace de configuration à la couche 1p. Avec le modèle trou-particule,

θ_L degrés	θ C.M. $p-^{12}C$ degrés	P %	ΔP %	$d\sigma/d\Omega$ (mb/sr) C.M.	$\Delta d\sigma/d\Omega$ (mb/sr) C.M.
5,14	5,5	-	-	0,037	0,002
10,14	11,1	52	10	0,214	0,008
				0,218	0,008
15,14	16,6	63	5	0,507	0,019
				0,812	0,030
20,14	22,1	75,5	6	0,904	0,034
				0,783	0,029
25,14	27,55	85,2	6,6	0,917	0,034
				0,876	0,033
30,14	33	56,2	6	0,878	0,033
				0,795	0,030
				0,883	0,033
35,14	38,4	28	4	0,611	0,023
				0,654	0,025
40,14	43,8	-12	6,4	0,407	0,015
				0,415	0,016
50,14	54,5	-49,3	6,7	0,145	0,006

TABLEAU N°6 : POLARISATION ET SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE DE DIFFUSION DES PROTONS DE 152 MeV PAR LE NIVEAU DE 9,64 MeV du ^{12}C.

Ce niveau est obtenu, suivant la force considérée, soit à 10,9 MeV (14) mais le niveau de 4,43 MeV est alors mal placé en énergie, soit entre 12 et 13 MeV (15). Cependant, dans les deux cas, les fonctions d'onde du niveau se ressemblent et la polarisation calculée est presque identique. Nous avons effectué ce calcul dans l'hypothèse de l'approximation d'impulsion (1).

Les règles de sélection limitent le moment orbital transféré à la valeur $\ell = 3$, puisqu'on a un niveau de parité naturelle; d'autre part, les deux configurations décrivant la fonction d'onde de l'état excité, aboutissent à la même couche -1d- de l'oscillateur harmonique ; le paramètre de spin

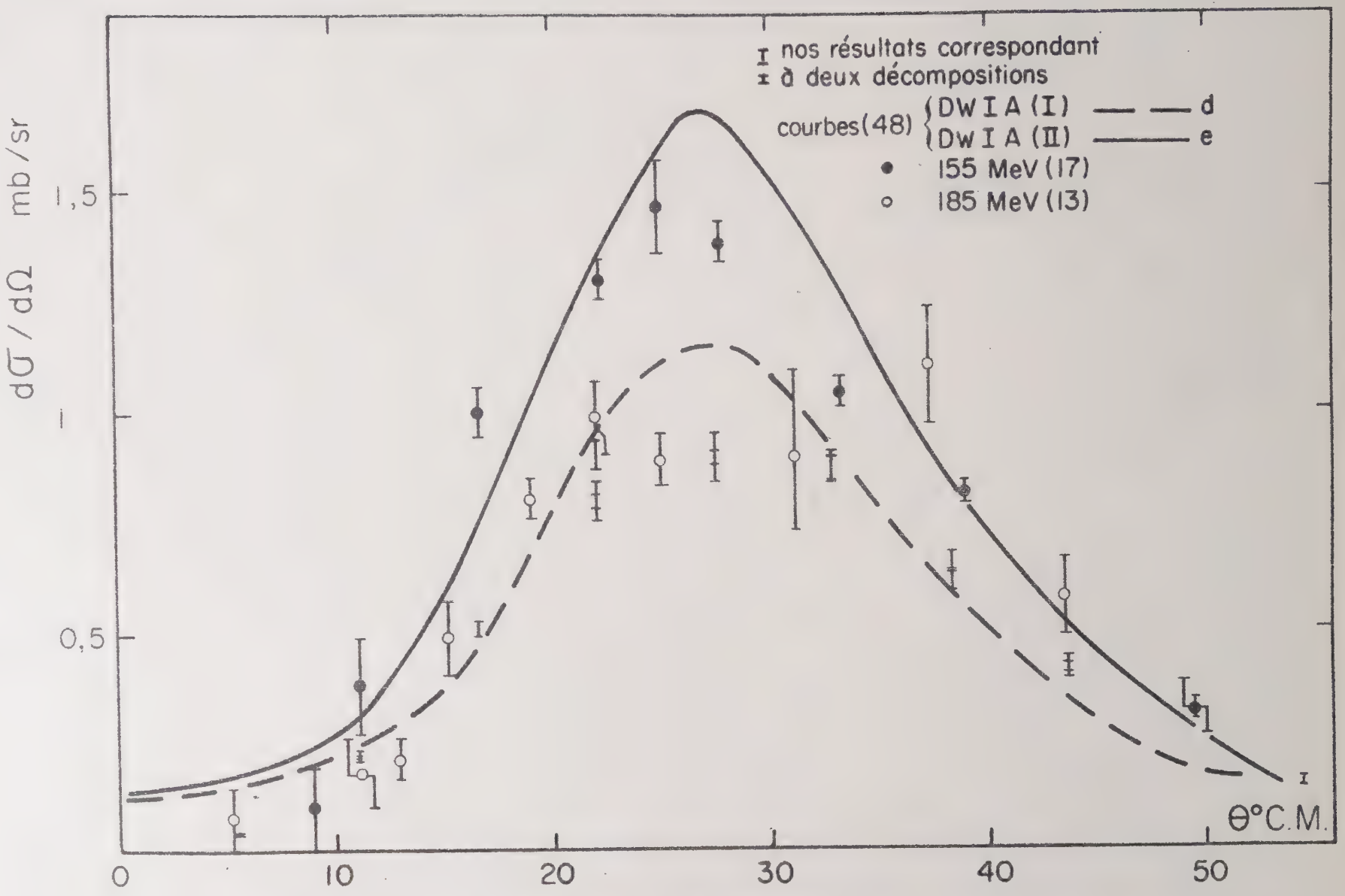


Fig. 14 — Niveau de 9,64 MeV

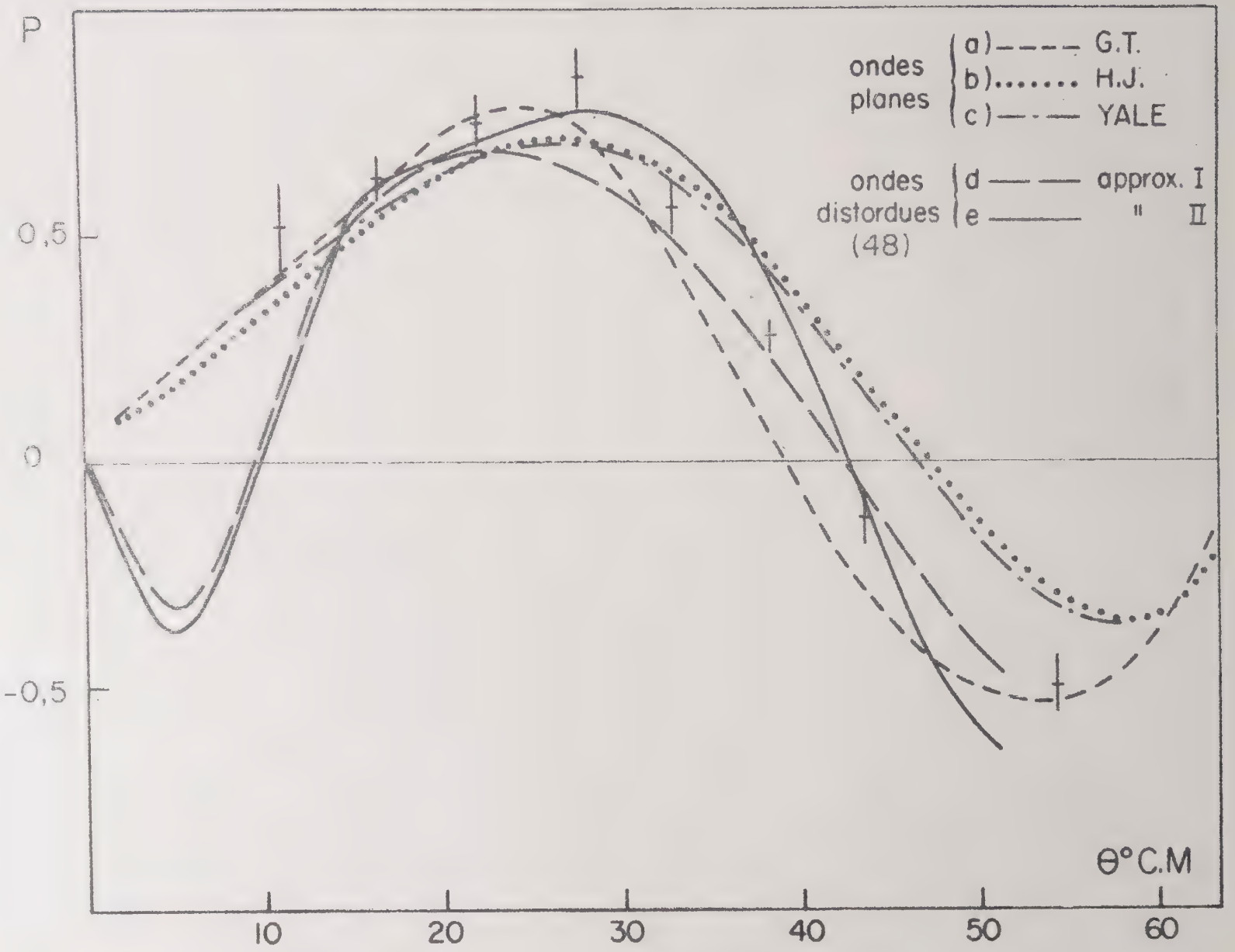


Fig. 15 — Polarisation du niveau de 9,64 MeV.

flip, λ (q), est donc constant.

Les deux configurations $(1p_{3/2}^{-1} - 1d^5/_2)$ $\lambda = 0,042$ et $(1p_{3/2}^{-1} - 1d^3/_2)$ $\lambda = 0,667$ sont réparties, avec des poids différents, suivant les deux fonctions d'onde disponibles; se limitant à l'approximation I on a :

(14) $0,85(1p_{3/2}^{-1} - 1d^5/_2) - 0,57(1p_{3/2}^{-1} - 1d_{3/2})$ $\lambda = 12,7.10^{-2}$

(15) $0,88(1p_{3/2}^{-1} - 1d^5/_2) - 0,47(1p_{3/2}^{-1} - 1d_{3/2})$ $\lambda = 9,6.10^{-2}$

On aboutit ainsi à des valeurs de P presque identiques, le spin-flip étant très faible. Les courbes théoriques obtenues sont tracées Fig.15. Elles correspondent respectivement aux potentiels nucléon-nucléon suivants :

a) GAMMEL-THALER (G.T.) ; b) HAMADA-JOHNSTON (H.J.);
c) YALE (YLAM + YLAN 3M).

On voit que l'accord pour la polarisation est bon jusqu'à 33° et moyen au-delà, les points se plaçant entre les courbes G.T. d'une part, et H.J. et YALE (qui sont très proches) d'autre part.
Des calculs avec distorsion ont été faits à Oak Ridge (48) ; dans tous ces calculs la fonction d'onde choisie a été celle de GILLET (15) et le potentiel nucléon-nucléon celui de G.T. Les essais ont porté sur deux potentiels optiques différents, celui d'HODGSON (29), et celui obtenu plus récemment, à partir des mêmes mesures expérimentales, par SATCHLER (30); il en résulte que la section efficace différentielle théorique est plus exacte si le calcul est effectué à l'aide du potentiel de SATCHLER ; pour la polarisation, l'accord est meilleur avec le potentiel de HODGSON (dans le cas de l'approximation II).

Les essais ont été faits aussi, en choisissant le potentiel optique de SATCHLER, de comparer l'approximation I avec l'approximation II de GILLET et les résultats (48) reportés sur les courbes 14 et 15. L'approximation I (courbes d) rend mieux compte des points de section efficace différentielle, la polarisation ne permettant pas de conclure.

Finalement, il n'y a pas de désaccord important entre les prévisions théoriques et les valeurs expérimentales;

- il n'y a pas non plus, par contre, de situation nette découlant de toutes ces comparaisons.

NIVEAU DE 7,66 MeV

C'est un niveau 0+, T = 0 [10]. La décomposition n'est pas gênée par les niveaux voisins, mais par le fond continu ; pour déduire celui-ci, nous avons décomposé avec soin le spectre expérimental, en imposant au pic correspondant au niveau de 7,66 MeV, la forme et la largeur de celui de 4,43 MeV au même angle, et une position fixée avec précision à partir des expériences à basse énergie. Cette façon de procéder nous a conduit à tenir compte d'une contribution assez notable de protons du fond. On voit sur la fig.16 que nos valeurs de sections efficaces différentielles sont inférieures à celles (17)(13) obtenues par ailleurs.

Les récents résultats d'UPPSALA [13][52] présentent, d'autre part, une remontée importante aux petits angles que nous n'observons pas. Une telle remontée a été obtenue théoriquement comme résultats de calculs [4], effectués avec ondes distordues, en utilisant la configuration $1p_{3/2}^{-1} - 2p_{3/2}$ qui n'est certainement pas correcte. Les polarisations trouvées sont reportées Fig.17 et Tableau 7. Il nous a été difficile de mesurer avec précision la polarisation du fond ; nous avons donc été amenés à faire des hypothèses sur sa valeur et admis qu'elle était un peu plus faible, à 7,6 MeV, qu'à 13,5 MeV, puisque à ces deux énergies son origine est la même (colonne P_f dans le tableau 7). Pour 5° et 10°, nous avons tenu compte de l'importance relative du fond par rapport au pic, en augmentant la barre d'erreur.

Si l'on suppose que le niveau est décrit par excitation d'une particule de configuration $1p_{3/2}^{-1} - 2p_{3/2}$ ou $1s^{-1} - 2s$, la polarisation calculée est indépendante de la configuration, car il n'y a pas de spin-flip possible. C'est à ces hypothèses que correspondent les courbes calculées et reportées sur la figure 17. Cependant, on sait qu'une telle configuration ne peut rendre compte du niveau, car son énergie devrait être alors de l'ordre de 30 MeV au lieu de 8. C'est pour cette raison que les calculs en interaction trou particule n'ont pas été faits pour les niveaux 0+, T = 0 du ^{12}C. Il est admis que ces niveaux pourraient être expliqués par des configurations à 2 trous - 2 particules, ou plus. Ainsi dans le cas de ^{16}O, il a été montré que le niveau 0+, T = 0 à 6,06 MeV pouvait être correctement placé en énergie, en supposant des configurations à 2 trous-2particules (14) et même 4 trous-4 particules (53).

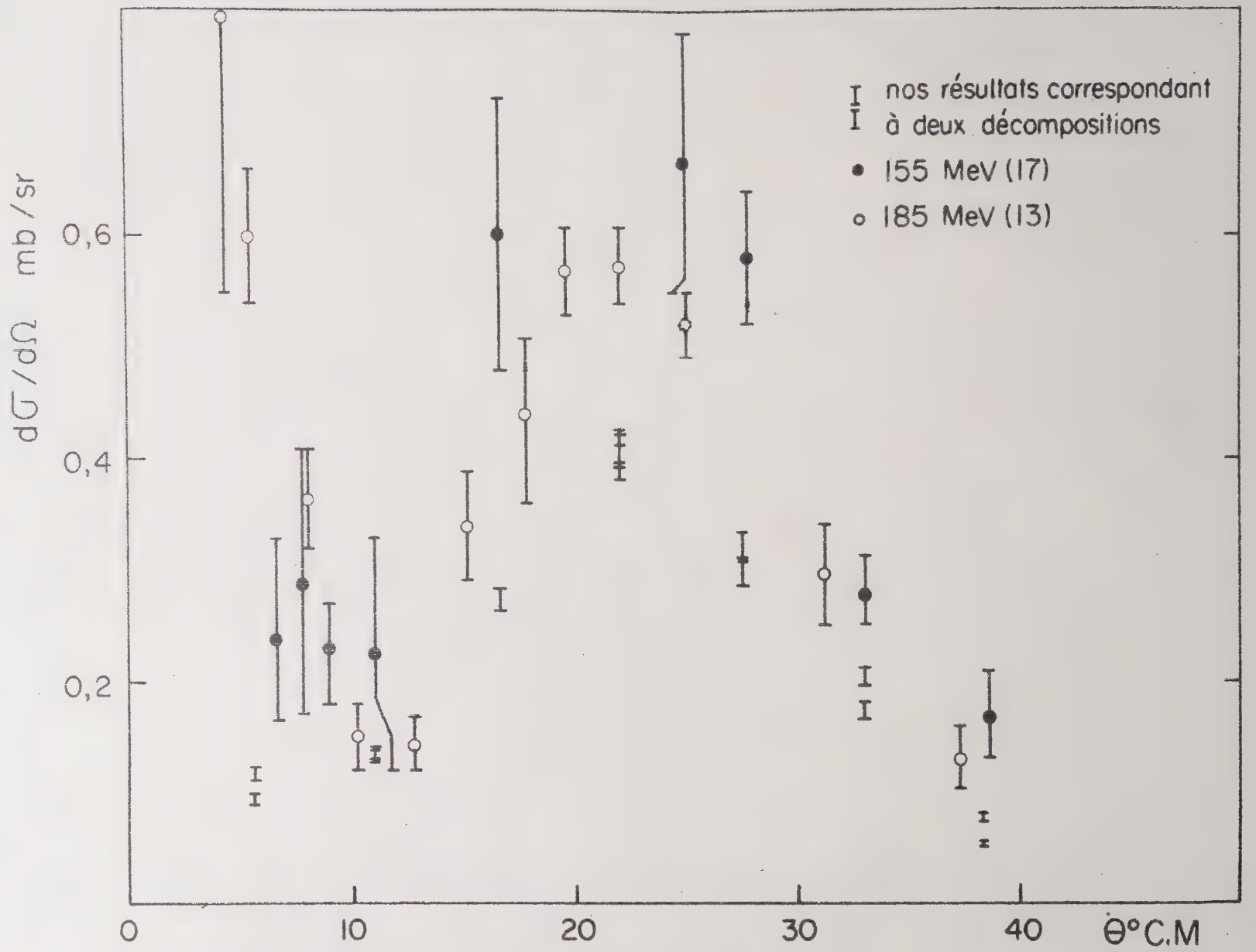


Fig. 16 — Niveau de 7,66 MeV

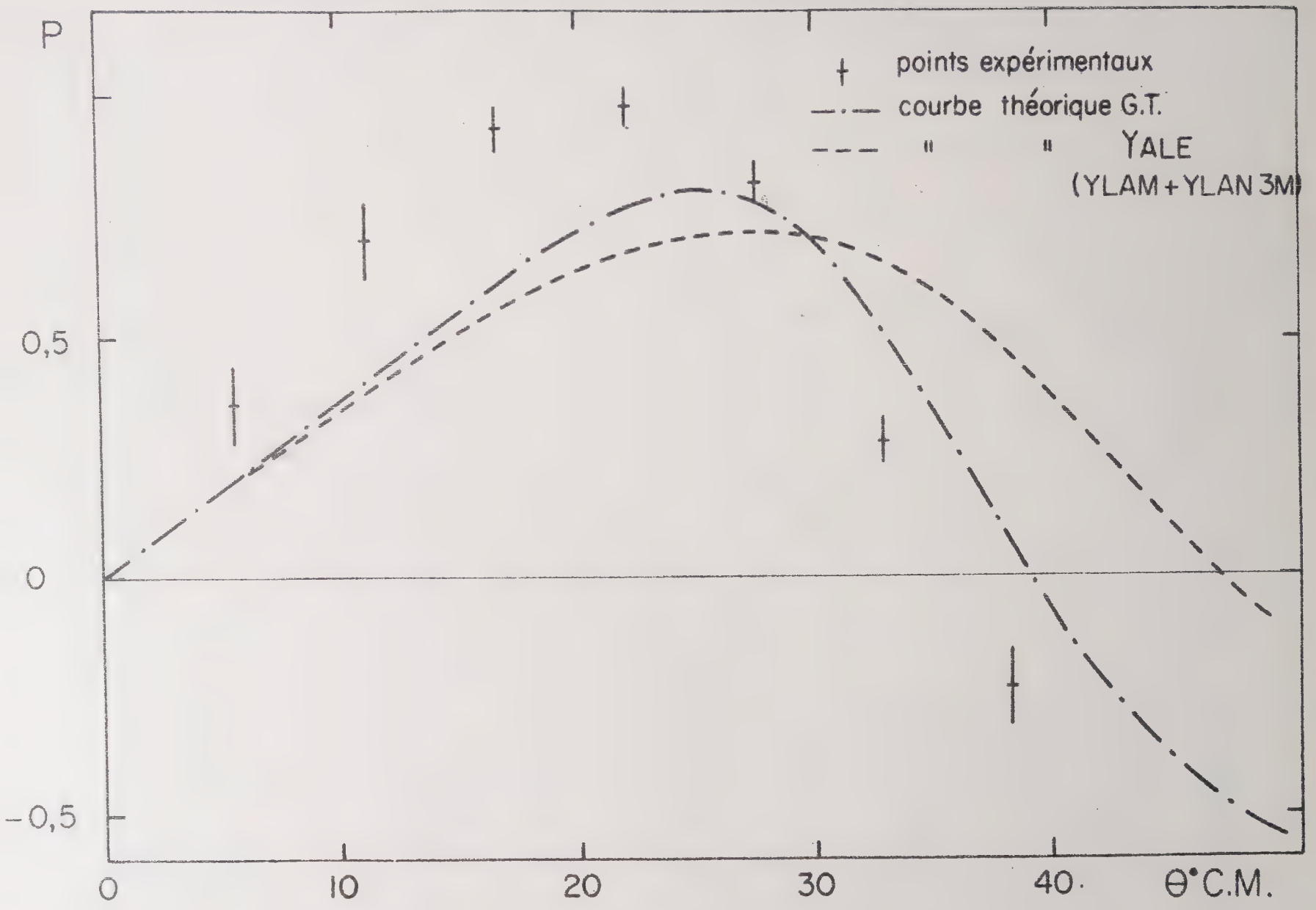


Fig.17 — Niveau de 7,66 MeV

θ degrés Lab	θ C.M. $p^{12}C$	P_f %	P % 7,66 MeV	ΔP % 7,66 MeV	dσ/dΩ (7,66MeV)	Δdσ/dΩ mb/sr
5,14	5,64	10	36	8	0,096 0,117	0,004 0,005
10,14	11,13	20	70	8	0,135 0,132	0,005 0,005
15,14	16,62	26	93	5	0,274 0,407	0,010 0,015
20,14	22,1	30	98	4	0,411 0,396	0,015 0,015
25,14	27,54	37	82	4,5	0,321 0,295	0,012 0,011
30,14	33	-	28,2	4,6	0,203 0,173	0,008 0,008
35,14	38,4	-	-23,5	8	0,077 0,053	0,003 0,002
40,14	43,75	-	-	-	0,025	0,001

TABLEAU N°7 : POLARISATION ET SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE DE DIFFUSION DES PROTONS DE 152 MeV PAR LE NIVEAU DE 9,64 MeV DU ^{12}C.

L'existence de termes analogues, dans la fonction d'onde du niveau de 7,66 MeV, est suggérée par les valeurs de la polarisation aux petits angles, supérieures aux valeurs maximas possibles dans l'approximation d'impulsion simple. Dans ce cas, la preuve expérimentale de l'importance de ces termes est fournie par la comparaison des sections efficaces mesurées : celles correspondant au niveau de 7,66 MeV ne sont que deux fois plus petites que celles du niveau de 9,64 MeV.

Le calcul tel qu'il est fait, à partir de l'approximation d'impulsion simple, n'est alors pas valable ; seuls les termes de diffusion multiple doivent être pris en considération. Il n'y a pas actuellement de calcul fait dans ces hypothèses.

NIVEAU DE 4,43 MeV

C'est un niveau 2+, T = 0 .

Nous avons porté sur la figure 18, nos résultats de section efficace différentielle, comparés à ceux obtenus par d'autres équipes; le bon accord est dû à ce que le pic correspondant à ce niveau dans le spectre expérimental est obtenu sans décomposition. Les valeurs expérimentales de polarisation trouvées sont données dans le tableau 8 et la figure 19. Il existe pour ce niveau des mesures antérieures de polarisation et d'asymétrie à des énergies voisines (21),(57),(58),(59) ; elles sont moins précises, et en général supérieures aux notres, car déterminées à partir d'un pouvoir d'analyse inexact(11).

θ_L degrés	θ C.M. $p^{12}C$ degrés	P %	ΔP %	$d\sigma/d\Omega$ mb/sr	$\Delta d\sigma/d\Omega$ mb/sr
				0,981	0,036
8,14	8,92	13,1	2,2	1,086	0,04
10,14	11,1	21,8	2,3	2,12	0,08
12,64	13,9	31,8	2,1	3,38	0,12
15,14	16,6	40,3	2,2	4,50	0,17
17,64	19,3	48,1	2,5	4,75	0,18
20,14	22,1	58,85	1,5	4,69	0,17
22,64	24,8	66,4	2,4	4,24	0,16
25,14	27,5	72,9	2,7	3,33	0,13
27,64	30,2	68,1	2,6	2,55	0,1
30,14	32,9	55	2,4	1,83	0,07
32,64	35,6	37,8	2,2	1,53	0,06
35,14	38,3	12	2,3	1,27	0,05
40,14	43,7	-26,2	2,5	0,76	0,03
45,14	49	-50,8	3,1	0,385	0,015
50,14	54,4	-80	4,5	0,155	0,005
60,14	64,9	-98,5	8	0,0247	0,0007

Tableau n°8 : POLARISATION ET SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE DE DIFFUSION DES PROTONS DE 152 MeV PAR LE NIVEAU DE 4,43 MeV DU ^{12}C.

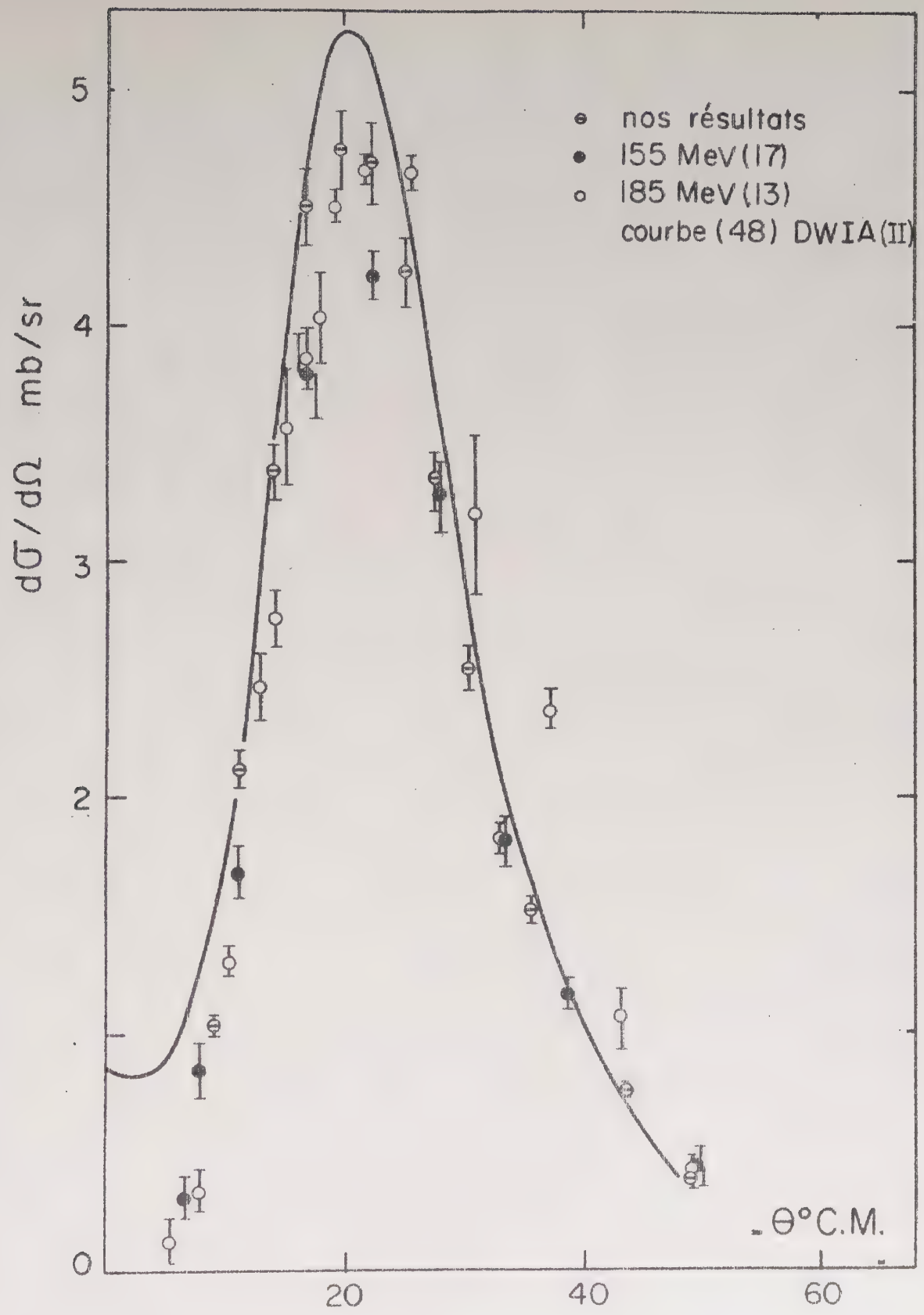


Fig. 18 — Niveau de 4,43 MeV

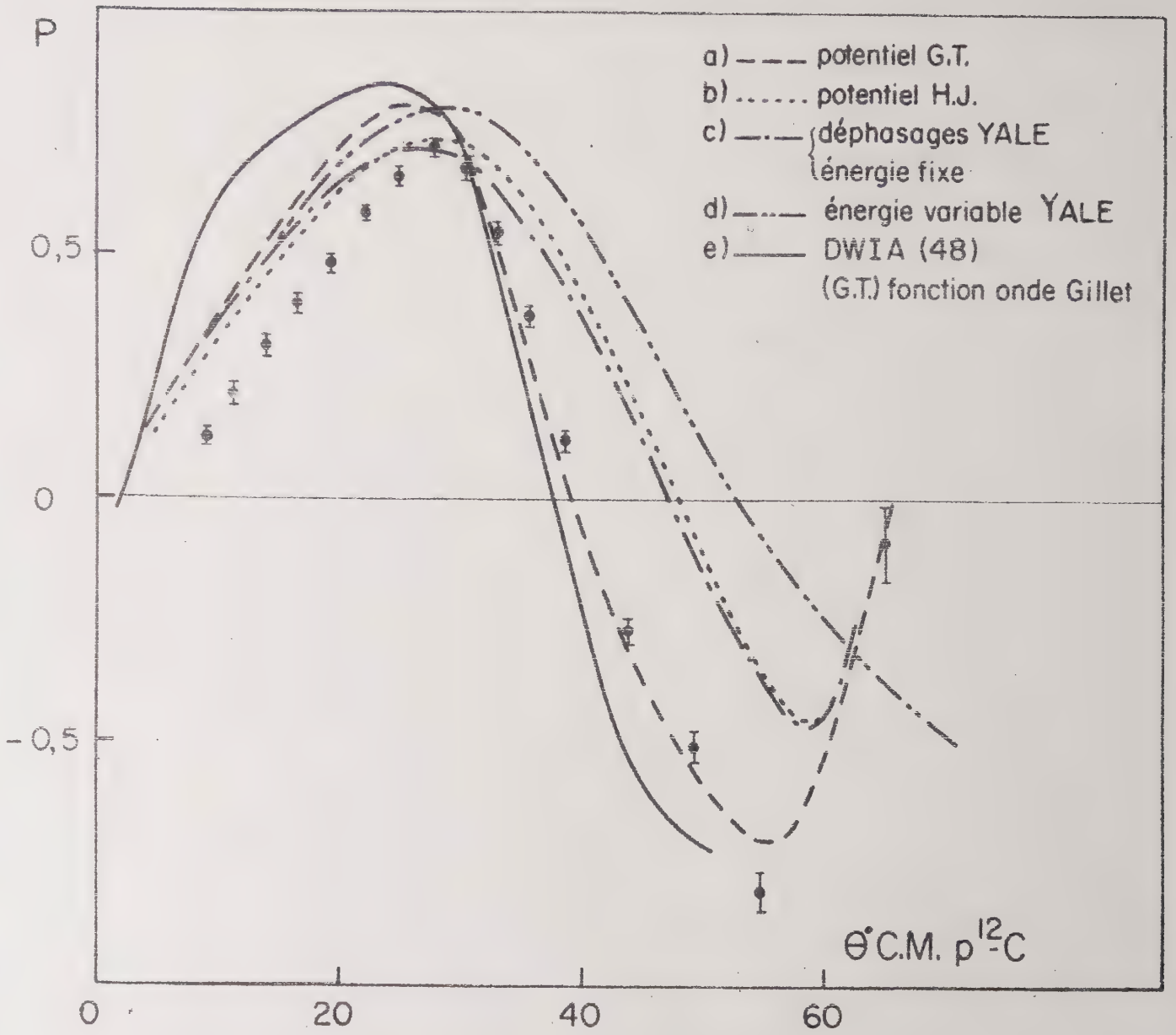


Fig. 19 — Niveau de 4,43 MeV

Différents modèles ont été proposés pour décrire ce niveau.

Modèle L-S

Plusieurs résultats d'expériences différentes semblaient pouvoir être expliqués, cependant, par un modèle à couplage L-S. Ainsi la diffusion inélastique d'électrons de moyenne énergie [42], la section efficace différentielle et la polarisation des protons de 180 MeV [60] et aussi, dans une certaine mesure, les corrélations angulaires $(p,p'\gamma)$ [61] avec des protons de 150 MeV. Nous avons donc porté sur la fig.19 les valeurs théoriques de polarisation dans l'hypothèse d'un couplage L-S, ondes planes, et pour les différents potentiels nucléon-nucléon :
a) GAMMEL-THALER (G.T) b) HAMADA-JOHNSTON (H.J)
et c) YALE (YLAM + YLAN 3M). Il y a désaccord total pour toute la région angulaire, excepté à partir de 30° dans le cas du potentiel G.T., l'accord étant à nouveau considéré comme fortuit.

Nous avons aussi effectué le calcul, en employant une cinématique différente de la cinématique classique [1], utilisée jusqu'à maintenant dans ce travail. Le problème est de faire correspondre les caractéristiques du choc nucléon-nucléon libre aux caractéristiques du choc nucléon-nucléon lié du noyau. Une méthode a été proposée [7], suivant laquelle, q et E n'étant pas scalairement indépendants, les coefficients de la matrice de diffusion doivent être pris pour les mêmes valeurs, dans les deux chocs, de $Q^2 = |\vec{p}_o - \vec{p'}_o|^2$ et $P^2 = |\vec{p}_o + \vec{p'}_o|^2$ p_o et p'_o étant les quantités de mouvements, dans le centre de masse, des deux nucléons libres. On obtient alors une cinématique, qu'on appellera cinématique à énergie variable, dont l'effet se fait d'autant plus sentir, vis-à-vis de la cinématique classique, que la diffusion a lieu à plus grand angle. Les calculs sont alors toujours effectués sur UNIVAC 1107. La courbe correspondant à ces hypothèses est portée sur la figure 19 : d). On voit que le désaccord est encore accentué.

Modèle trou-particule

Des fonctions d'onde plus élaborées existent maintenant pour ce niveau de 4,43 MeV. Lorsque l'espace des configurations est limité à la couche p, l'accord, entre la position en énergie vraie et celle calculée, est moyen, puisque le niveau se place à 6,2 MeV [20]. En interaction trou-particule, le niveau se place à une énergie convenable (4,8 MeV) dans le cas de

l'approximation II, avec un mélange important de configurations allant jusqu'à la couche 1f. Il faut cependant remarquer que certaines difficultés, apparues pour ce niveau au cours des calculs [14],[15], font que la fonction d'onde ne peut être considérée comme pleinement satisfaisante. Les polarisations théoriques ont été calculées avec ce modèle, dans le cas des ondes planes [2],[16],[62], conduisant à des résultats assez peu différents de ceux obtenus en couplage L-S et en désaccord avec l'expérience.

Des calculs de distorsion avec un potentiel contenant un terme spin orbite existent, aussi bien dans le cas du modèle L-S, que du modèle trou-particule [4],[48],[62]. Nous avons reporté sur les figures 18 et 19, les courbes théoriques[48] correspondant aux fonctions d'onde de GILLET (et potentiel G.T). L'accord est très bon pour la section efficace différentielle (dans le cas de la courbe reportée, correspondant à un potentiel distordant, déterminé avec absorption en volume). Par contre, les calculs, effectués dans les mêmes hypothèses pour la polarisation, conduisent à un désaccord encore plus marquant que dans le cas des ondes planes, les valeurs obtenues [63] étant très peu différentes suivant le potentiel distordant essayé. On peut expliquer ce résultat par le fait que ces potentiels provenaient tous deux du lissage des mêmes résultats de polarisation dans la diffusion élastique. On s'attend alors à ce que des nouveaux potentiels optiques, provenant [47] d'expériences plus récentes, ne modifient pas non plus, de façon notable, les polarisations calculées dans les cas de diffusion inélastique. Là aussi, il serait intéressant d'avoir des calculs, faits avec des potentiels nucléon-nucléon plus satisfaisants (YALE ou H.J) ; cependant, il est légitime de penser que, puisque les calculs en ondes planes conduisent aux mêmes résultats pour ces différents potentiels, lorsqu'on considère les petits angles de diffusion, l'introduction de la distorsion avec un potentiel nucléon-nucléon différent, ne ferait pas disparaître l'important désaccord observé vers l'avant.

CONCLUSION

Pour le niveau de 9,64 MeV, on a un assez bon accord entre les polarisations expérimentales et théoriques. Pour le niveau de 7,66 MeV, on ne dispose pas de modèle, puisqu'il n'existe pas de calcul effectué en tenant compte des contributions à 2 trous-2 particules. Pour le niveau de 4,43 MeV, il y a désaccord pour la polarisation, même aux petits angles, et cela élimine l'incertitude possible sur le potentiel nucléon-nucléon. L'accord avec l'expérience, obtenu par GILLET et MELKANOFF[3], lors du calcul des sections efficaces de diffusion

inélastique d'électrons,a montré que les fonctions d'onde trou-particule étaient lesmeilleures,disponibles pour l'instant; cependant,cet accord n'étant pas parfait, on peut penser que l'introduction de configurations à deux trous-deux particules améliorerait la fonction d'onde, là aussi.*

Enfin on peut noter que,les résultats des calculs de polarisation effectués en D.W.B.A., ne sont pas,pour l'instant,satisfaisants. Dans le cas du niveau de 9,64 MeV,il y a accord entre l'expérience et les prévisions théoriques avec ondes planes ; l'introduction de la distorsion ne change pas le résultat calculé,sauf aux petits angles. Nous n'avons pas de mesure dans cette région,à cause de la trop faible valeur de la section efficace, mais cependant,l'important"creux"prévu par la théorie (Fig.15) semble peu probable. Dans le cas du niveau de 4,43 MeV, la courbe expérimentale de polarisation est en désaccord avec la courbe théorique en ondes planes ; l'introduction de la distorsion avec terme spin-orbite dans le potentiel optique, ne conduit pas à une amélioration.

* *Nous n'avons pas fait les calculs, avec les fonctions d'onde obtenues en interaction trou-particule, mais à partir d'un noyau déformé (81). Ce modèle propose une bande de rotation 0+,2+,4+ pour le ^{12}C ; dans ce cas, les amplitudes de transition correspondant à l'excitation des différents niveaux de la même bande, sont proportionnelles entre elles. La polarisation du niveau de 4,43 MeV, doit être la même que celle du fondamental - ce qui n'est pas vérifié expérimentalement.*

/ C H A P I T R E IV /

D I F F U S I O N E L A S T I Q U E

- A -
RESULTATS EXPERIMENTAUX

COMPARAISON AVEC L'APPROXIMATION D'IMPULSION

Nous avons mesuré les sections efficaces différentielles et les polarisations des protons, diffusés élastiquement par différentes cibles[47][65]. Nous allons présenter et discuter ici les résultats concernant le ^{12}C et le ^{6}Li.

L'étude de la diffusion élastique présente un certain nombre d'avantages par rapport à l'étude de la diffusion inélastique. D'une part, dans le spectre d'excitation, le pic correspondant au niveau fondamental est bien séparé des pics dûs aux niveaux excités ; les mesures sont donc, tout à la fois, plus précises et obtenues dans un domaine angulaire plus grand. De plus, étudiant la diffusion élastique, on se libère de l'inconnue possible que peut être la fonction d'onde du niveau excité. Nous prendrons les facteurs de forme donnés par la diffusion élastique d'électrons [41][42]; les hypothèses simples- modèle en couches et fonctions d'onde d'oscillateur harmonique-permettent en effet de rendre compte de la diffusion élastique d'électrons de moyenne énergie par les noyaux légers. Ceci ne signifie pas que les noyaux de la couche 1p avec $A \leq 12$ ne sont pas déformés[66], mais simplement que dans le cas d'un choc élastique, tous les nucléons du noyau participant à la diffusion, l'effet de la déformation est partiellement masqué.

Nous allons comparer nos résultats expérimentaux aux prévisions théoriques basées sur l'approximation d'impulsion. La diffusion coulombienne n'a pas été introduite à ce stade des calculs ; elle joue un rôle très important en-dessous de 10° et nous en tiendrons compte ultérieurement.

CIBLE DE ^{12}C

Il existe de nombreuses mesures à des énergies de protons voisines. Nos résultats de sections efficaces différentielles sont portés Fig. 20 . Jusqu'à 15° Lab., ils sont inférieurs à ceux d'HARVARD[54] (143 MeV), mais en bon accord avec ceux d'UPPSALA[29] (173 MeV) ; les résultats récents obtenus à HARWELL[77] sont très voisins de ceux d'HARVARD. Pour les angles plus grands, nos valeurs sont un peu inférieures à celles d'UPPSALA, mais très proches des anciens résultats obtenus à HARWELL[8][9]. La comparaison est faite à mêmes transferts de moments, ce qui n'est pas tout à fait exact, mais cependant plus valable pour comparer des sections efficaces différentielles que des polarisations.

Nos résultats de polarisation sont portés sur la Figure 21. Là aussi, il existe de nombreuses mesures [59][29][54] pour des énergies voisines - ce sont, généralement, des mesures d'asymétrie, obtenues à partir de pouvoirs d'analyse inexacts, et devant être par conséquent normalisées[11]. Ces mesures, d'autre part, sont moins précises que les nôtres (sauf aux tous petits angles) et s'arrêtent à 50°. Les mesures récentes, obtenues à HARWELL[11], permettent une comparaison dans un domaine angulaire assez réduit (vers l'avant) ; cette comparaison fait ressortir une bonne continuité en fonction de l'énergie, entre leurs résultats et les nôtres.

Sur les mêmes figures, nous avons porté les courbes calculées à partir de l'approximation d'impulsion, et pour les différents déphasages nucléon-nucléon ; nous avons pris, pour paramètre d'oscillateur harmonique, a = 1,64 fm. Les résultats des calculs de sections efficaces différentielles sont très proches les uns des autres, et très différents des valeurs expérimentales, ce qui montre que l'approximation d'impulsion est très insuffisante. Pour la polarisation, on obtient un accord relativement bon aux petits angles ($\theta \lesssim 20°$) et mauvais au-delà.

CIBLE DE ^{6}Li

Nos résultats[65] de section efficace différentielle et de polarisation, sont portés sur les fig. 22 et 23. Ce sont les seules mesures de polarisation existantes pour des protons de moyenne énergie, diffusés par une cible de ^{6}Li isotopiquement séparée.

Des calculs, à partir de l'approximation d'im-

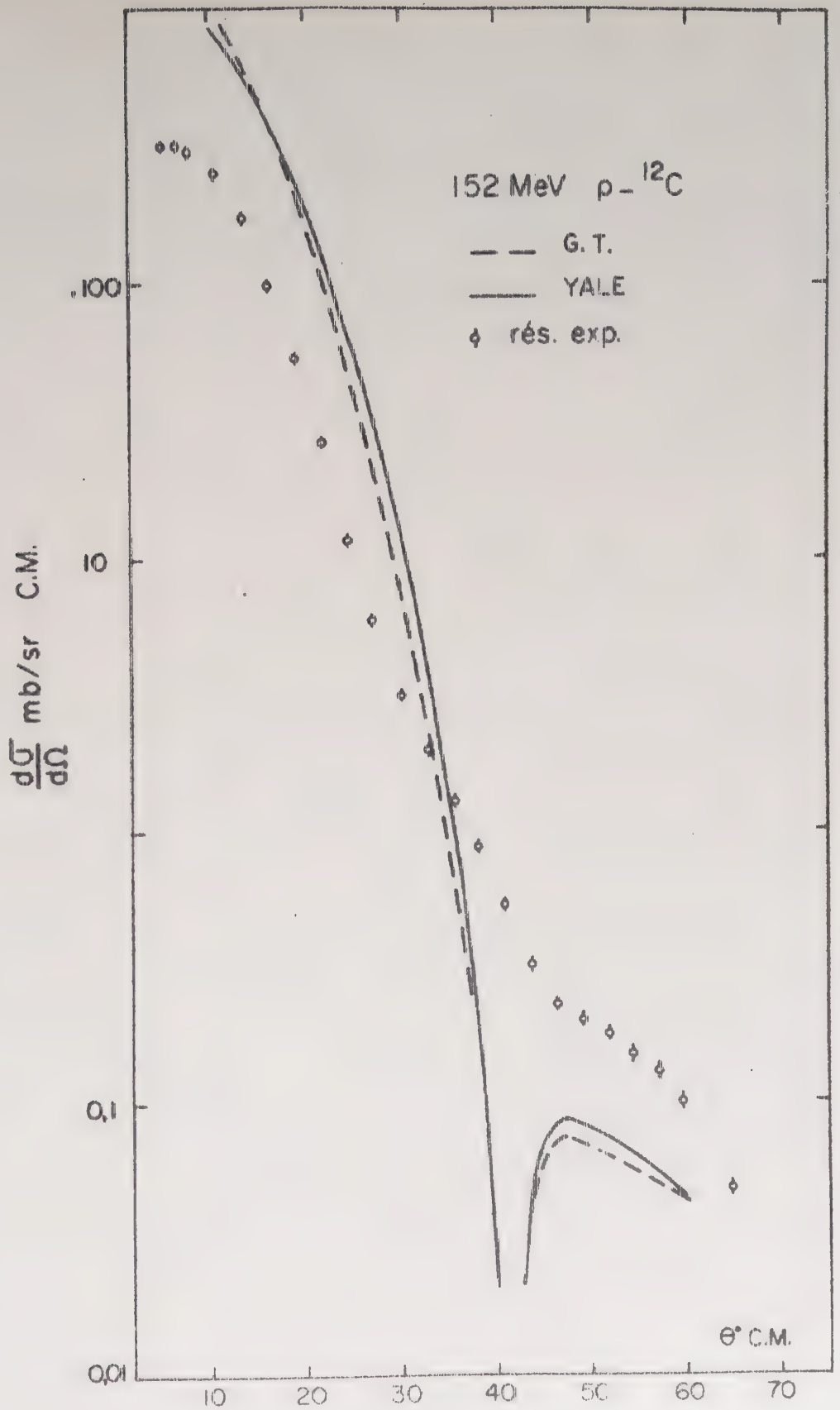


Fig. 20 —Diffusion élastique sur ^{12}C

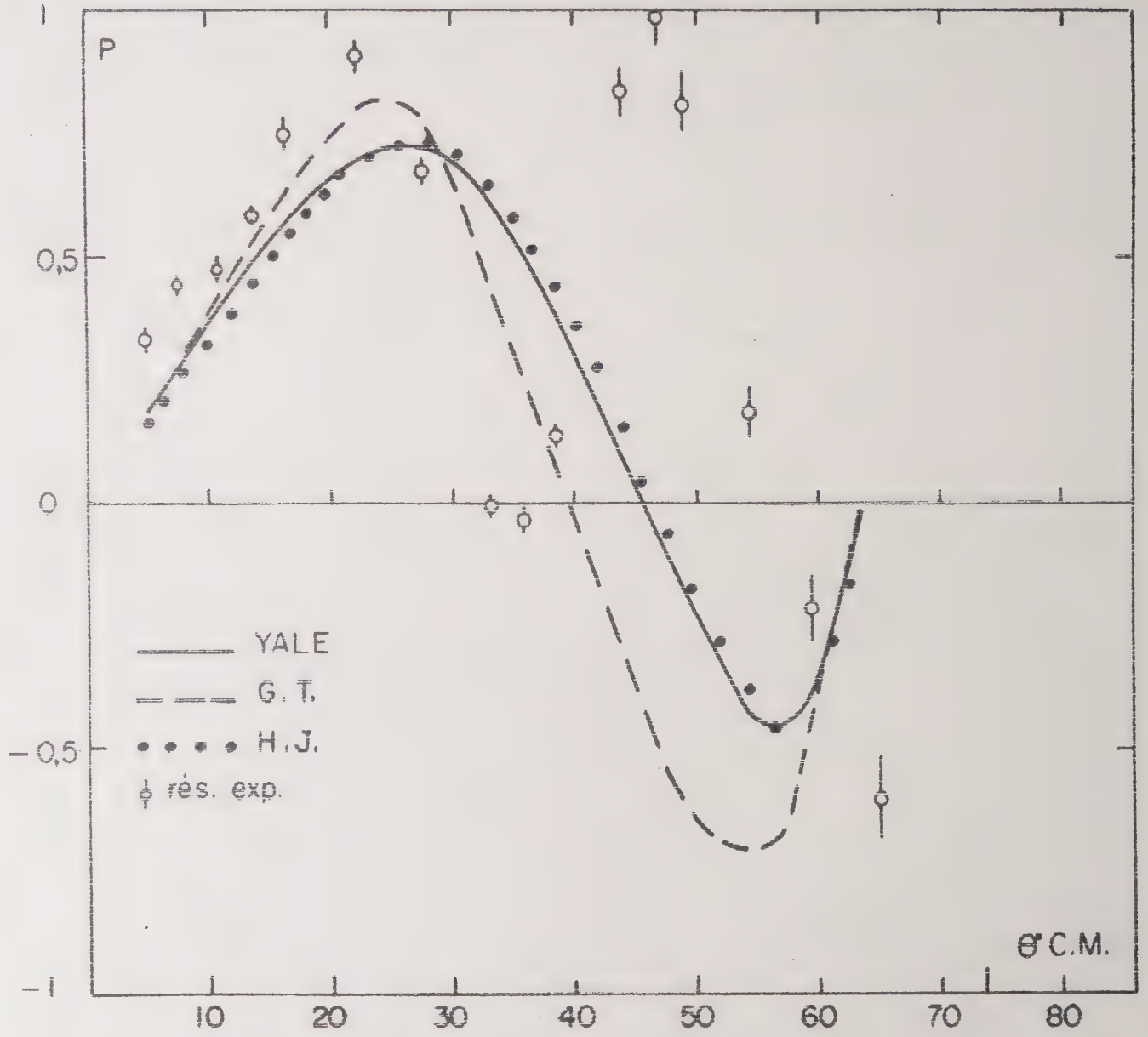


Fig. 21 — Diffusion élastique sur ^{12}C

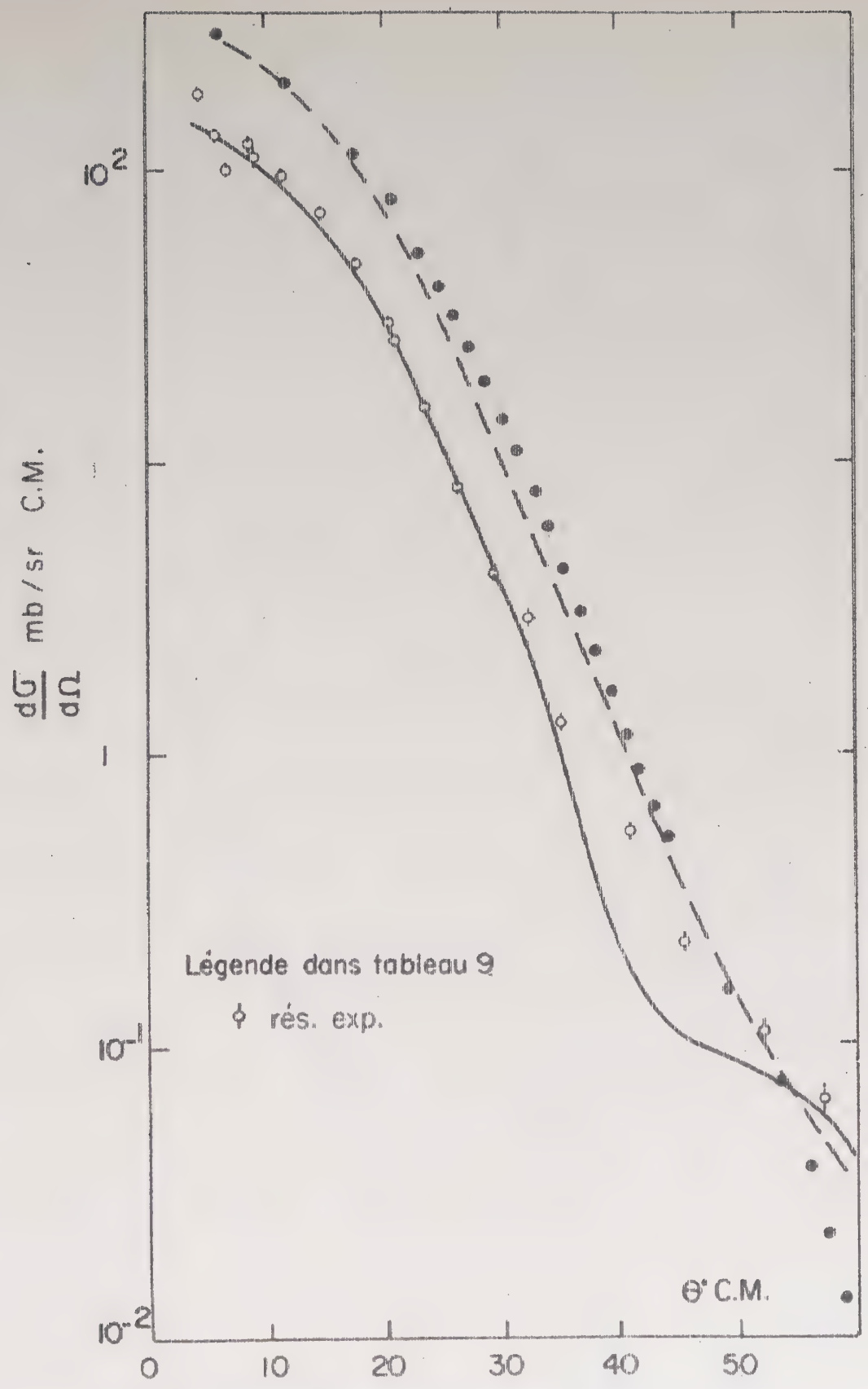


Fig. 22 – Diffusion élastique sur ^{6}Li

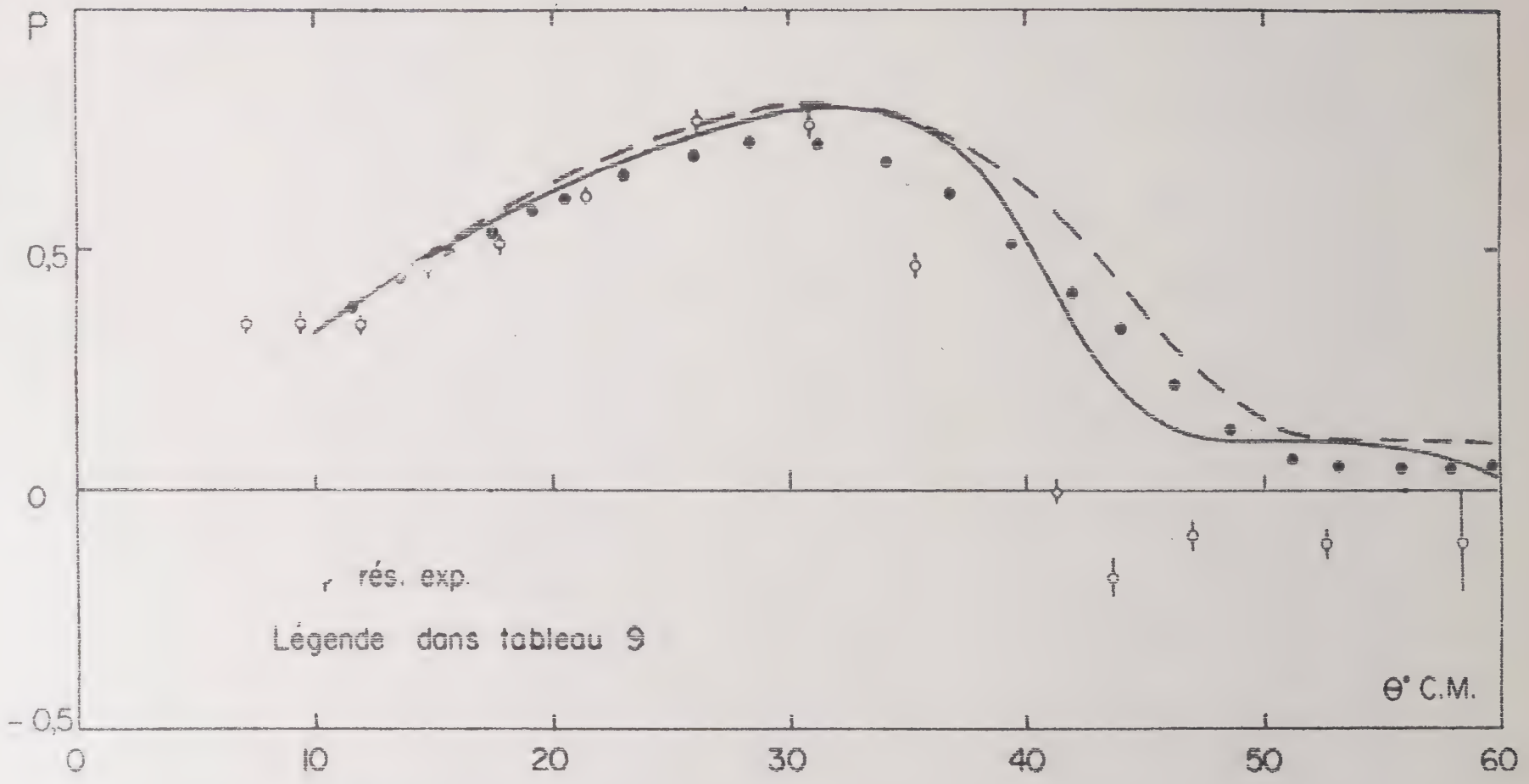


Fig. 23 — Diffusion élastique sur ^{6}Li

pulsion au premier ordre, ont été effectués par JACKSON[67], qui a utilisé le potentiel de GAMMEL-THALER (G.T.). Ici encore, nous avons vérifié que ce potentiel donne un accord meilleur que celui obtenu, lorsqu'on utilise d'autres déphasages nucléon-nucléon. Le désaccord pour la section efficace est moindre que dans le cas du ^{12}C, puisque le noyau est plus léger. Il y a un très bon accord pour la polarisation, jusqu'à 30° C.M., pour tous les déphasages nucléon-nucléon, et dans le cas G.T., jusqu'à 40°. Les courbes tracées sur les fig. 22 et 23 seront discutées ultérieurement.

On constate, pour ^{12}C comme pour ^{6}Li, que l'approximation d'impulsion au premier ordre conduit à des résultats assez mauvais, lorsqu'on l'applique à la diffusion élastique. Ainsi la section efficace différentielle calculée est supérieure aux valeurs expérimentales, d'un facteur voisin de 4 pour le ^{12}C aux petits angles, et de 2 pour le ^{6}Li.

Nous allons aborder cette question de deux manières différentes. D'une part, à partir d'une discussion semi-classique, nous allons montrer qu'il est légitime d'introduire un coefficient d'absorption, propre à chaque couche, pour un noyau donné ; un effet analogue est décrit par un potentiel optique absorbant les ondes entrantes et sortantes des nucléons diffusés, puisque l'absorption augmente au fur et à mesure que la diffusion se produit plus à l'intérieur du noyau.

D'autre part, nous allons essayer d'évaluer l'importance des termes supérieurs, de la série de la diffusion multiple. Des estimations, faites pour des noyaux cibles de deutérium[69][70], ont montré que ces termes sont très importants. On s'attend donc à ce qu'il en soit de même pour des noyaux plus lourds. Si la diffusion multiple est importante dans le cas d'un choc élastique, elle n'a aucune raison, à priori, de ne pas l'être aussi dans le cas inélastique ; un traitement analogue devra alors être appliqué aux diffusions inélastiques - méthode tout à fait différente de celle des ondes distordues. Nous avons utilisé la cinématique à énergie variable[7], telle qu'elle a été décrite au chapitre précédent. Bien que son application au niveau de 4,43 MeV n'ait pas amené d'amélioration pour les valeurs calculées, cette méthode semble être théoriquement plus justifiée.

- B -

DETERMINATION D'UN FACTEUR D'ABSORPTION POUR LES COUCHES.

I - DIFFUSION EN SURFACE

Si on prend l'image d'un noyau de rayon $R = ro\ A^{1/3}$, dans lequel tous les nucléons sont uniformément répartis en volume, la distance entre deux nucléons est $2\ ro \approx 2{,}5$ fm. Or, la longueur d'onde des protons de 152 MeV incidents sur une cible de ^{12}C, est $\lambda\!\!\!^{-} = 0{,}37$ fm. C'est sur la comparaison de ces deux valeurs qu'est basé l'argument, selon lequel le noyau est transparent et la diffusion multiple négligeable. La longueur d'onde, cependant, ne fournit qu'un certain élément d'appréciation : elle montre l'imprécision possible en position des projectiles, La portée et la force de l'interaction jouent un rôle plus important. Ainsi, si on considère des électrons incidents de 420 MeV, la longueur d'onde qui leur est associée est égale à $\lambda\!\!\!^{-} = 0{,}475$ fm ; bien qu'elle soit supérieure à celle des protons de 150 MeV, l'approximation de Born au premier ordre convient parfaitement[42] pour des électrons de cette énergie, (et même pour des énergies plus basses), sauf aux grands angles et pour des noyaux plus lourds que ceux considérés ici.

Si on schématise à l'extrême, on peut décrire la force nucléon-nucléon par une fonction δ de portée $t \approx 0{,}85$ fm. De cette façon, on satisfait à la fois les valeurs absolues des sections efficaces différentielles de diffusion des nucléons par les noyaux, la condition de "coeur dur" des potentiels nucléon-nucléon, et les relations d'incertitude (échange de méson π). Si on suppose, d'autre part que le ^{12}C a ses 8 nucléons p également répartis autour des 4 nucléons s, on peut estimer, très grossièrement, la probabilité, Ω, pour un proton incident, de passer entre deux nucléons p sans être diffusé. Ω est compris entre 0,1 et 0,2.

Les nucléons de l'intérieur du noyau sont ainsi masqués par les nucléons de la périphérie, pour la partie de l'interaction décrivant le choc par une seule diffusion nucléon-nucléon. Il s'en suit, obligatoirement, que la diffusion multiple est très probable. [Une autre façon d'estimer cette probabilité, est de considérer le libre parcours moyen, ℓ, d'un nucléon incident, pénétrant dans un noyau. A notre énergie,

$\ell \simeq 4$ fm, c'est-à-dire: $\ell < 2R \simeq 6$ fm, diamètre du noyau de ^{12}C. Cela signifie que le nucléon incident a une probabilité assez grande d'être diffusé une fois par un nucléon, s'il passe dans la section géométrique du noyau, et une probabilité encore importante, d'être diffusé deux fois. Une première conséquence de ceci est que la section efficace totale doit être indépendante de la longueur d'onde du nucléon incident, donc de son énergie, à partir du moment où la longueur d'onde devient suffisamment petite pour que l'approximation d'impulsion devienne valable. Ceci est assez bien vérifié expérimentalement[71]. Une autre conséquence est que la section efficace totale, σ_T, doit pouvoir être estimée par la relation: $\sigma_T \simeq \pi(R + t)^2$

avec $R = ro\ A^{1/3}$, $ro = 1{,}2$ fm , $t = 0{,}85$ fm

On voit, dans le tableau suivant, que c'est à peu près le cas :

cible	σ_T(cal.) mb	σ_T(exp)[71] mb
C	406	340
Al	622	650
Cu	1000	1180
Pb	2025	3000

σ_T étant supérieur à la section géométrique du noyau, celui-ci n'est donc pas transparent.

II - CALCUL DU FACTEUR DE FORME EN DIFFUSION SIMPLE

Il est connu[67], qu'il peut s'écrire simplement:

$$F_{e\ell} = N_S \cdot I_{RS} + N_p \cdot I_{Rp}$$

(N_S et N_p étant les nombres de nucléons sur les couches S et P respectivement), puisqu'on ne s'occupe ici que des noyaux $A \leq 12$.

Pour le ^{12}C, on a :

$$I_{RS} = \langle \psi_{RS} \mid jo \mid \psi_{RS} \rangle = e^{-\frac{a^2 q^2}{4}}$$

$$I_{Rp} = \langle \psi_{Rp} \mid jo \mid \psi_{Rp} \rangle = (1 - \frac{a^2 q^2}{6}) \cdot e^{-\frac{a^2 q^2}{4}}$$

a est le paramètre de l'oscillateur harmonique, déterminé à partir de la diffusion élastique d'électrons.

Cependant, nous venons de voir que pour la diffusion simple, tous les nucléons ne pouvaient intervenir avec la même probabilité dans la diffusion. Soit Γ, le facteur de réduction pour la couche p, définissant le nombre effectif de nucléons p : $N_p \cdot \Gamma$ - et Ω, le facteur de réduction de la couche s par rapport à la couche p, définissant le nombre effectif de nucléons s : $N_s \cdot \Omega \cdot \Gamma$. Le facteur de forme devient :

$$F_{e\ell} = (N_s \cdot \Omega \cdot I_{Rs} + N_p \cdot I_{Rp}) \cdot \Gamma$$

Pour calculer le facteur de forme, il suffit alors, d'une part, de montrer que Ω et Γ varient peu avec l'angle de diffusion, et d'autre part, de déterminer leurs valeurs numériques. Nous utilisons une méthode analogue à celle[72] employée pour l'analyse des résultats d'expériences (p-2p), mais en considérant un libre parcours moyen différent suivant la couche s ou p : (λs ou λp). Si on appelle $\overline{ds}$ et $\overline{dp}$, les distances moyennes parcourues dans le noyau par le nucléon qui diffuse sur la couche correspondante, on obtient le facteur de réduction Ω par la formule :

$$\Omega = e^{-\left(\frac{\overline{ds}}{\lambda s} - \frac{\overline{dp}}{\lambda p}\right)}$$

Pour calculer ds et dp, on fait l'hypothèse que le trajet parcouru par le proton incident dans le noyau, est symétrique avant et après le choc. On obtient alors pour le ^{12}C : $\Omega \simeq 0{,}14$, - valeur très approximative, mais indépendante de l'angle à quelques pour cent près. De la même façon, on obtient :

$$\Gamma \simeq e^{-\frac{\overline{dp}}{\lambda p}} \simeq 0{,}845$$

- On peut aussi déterminer Ω d'une façon différente. Le facteur de forme de la diffusion élastique des électrons, présente une racine pour un transfert de moment que nous appelons q_{min} ; la section efficace s'exprime à l'aide du carré du facteur de forme et présente, pour ce transfert de moment, un minimum très prononcé. Dans la diffusion des nucléons, l'interférence destructive est très peu visible sur la section efficace différentielle, à cause des processus de diffusion multiple. Cependant, les minima de polarisation correspondent aux minima de section efficace.

Ceci se vérifie très bien lorsque le nombre de nucléons est grand c.a.d, dans le cas des noyaux cibles lourds ; par exemple, sur les résultats expérimentaux de diffusion élastique des protons de 155 MeV sur ^{209}Bi (47). On peut se servir alors des minimas de polarisation, pour déterminer la valeur de Ω, qui annule le facteur de forme. On utilise l'équation suivante, dans laquelle a est le paramètre de l'oscillateur harmonique :

$$N_s \cdot \Omega \cdot e^{-\frac{a^2 q^2 min}{4}} + \left(1 - \frac{q^2 min \cdot a^2}{6}\right) N_p \, e^{-\frac{a^2 q^2 min}{4}} = 0$$

Pour le ^{12}C, $q_{min} = 1{,}64$ fm^{-1} (θ C.M. = 35°, fig. 21). On en déduit : $\Omega = 0{,}14$ (cette détermination, à nouveau, n'est pas très précise).

Les minimas observés correspondent ainsi aux interférences provoquées par la diffusion sur les différentes couches (couches externes pour les noyaux plus lourds). Leur nombre, par conséquent, doit rester constant pour deux noyaux différents, compris entre deux couches pleines ; on limite la comparaison vers l'avant, $\theta < 45°$, c'est-à-dire à une région, où la matrice M présente une variation continue pour la polarisation, qui reste > 0; les irrégularités étant uniquement dûes au facteur de forme. Ceci peut ne pas être vérifié en début de couche (la valeur de q_{min} correspondant alors à un angle > 40°); c'est le cas pour ^{6}Li.

Nous avons, par conséquent, une méthode de calcul des sections efficaces différentielles et des polarisations, qui est l'approximation d'impulsion au premier ordre, légèrement modifiée par l'introduction de nombres effectifs de nucléons participant à la diffusion. La polarisation ne sera pas modifiée dans le cas d'un noyau pair-pair, car il n'y a pas de spin-flip possible ; il n'intervient, alors, qu'un seul facteur de forme dans le calcul de l'amplitude de diffusion - et ce facteur disparaît lors du calcul de la polarisation .

L'application en a été faite pour le ^{12}C et les résultats portés sur la figure 24 - courbe a - avec $\Omega = 0{,}14$; $\Gamma = 0{,}775$. Cette valeur de Γ permet d'obtenir l'excellent accord avec nos résultats expérimentaux de section efficace différentielle jusqu'à 28° C.M. Ce résultat, ainsi que tous les calculs que nous allons présenter à partir de maintenant, a été obtenu en appliquant la cinématique à énergie variable et les résultats de YALE pour les déphasages nucléon-nucléon.

III - RESULTATS POUR ^6Li

Tous les nucléons peuvent participer à la diffusion sans retournement de spin, mais en plus, les deux nucléons p peuvent retourner leur spin. La polarisation, comme la section efficace différentielle, dépend alors de deux facteurs de forme différents; elle va donc varier, lorsqu'on va introduire le facteur de réduction Ω. Nous allons nous intéresser au problème suivant : peut-on trouver une valeur de Ω, améliorant à la fois, la polarisation et la section efficace différentielle calculées ? La valeur de Γ a été fixée arbitrairement à 1, puisqu'il n'y a que deux nucléons p. Le ^6Li est un noyau non sphérique[66], de fonction d'onde encore mal déterminée, ce qu'attestent les différentes formes proposées. Celle qui donne le meilleur accord pour le facteur de forme de la diffusion élastique des électrons, a été proposée par ELTON et LODHI[68]. Ces auteurs rendent compte de la déformation du noyau, en introduisant dans la fonction d'onde des configurations supérieures à celles de la couche 1p, et n'utilisent qu'un seul paramètre de l'oscillateur harmonique a = 1,84 fm. Les courbes correspondant aux résultats calculés sont portées sur les fig. 22 et 23, la légende étant donnée dans le tableau 9.

DEPHASAGES de YALE		APPROXIMATION D'IMPULSION Habituelle	APPROXIMATION D'IMPULSION Modifiée Ω = 0,5
Cinématique à Energie	Fixe	. . . . .	
	Variable	---- — — — —	

Tableau - 9

Les courbes correspondant au cas : approximation d'impulsion modifiée et cinématique à énergie fixe, n'ont pas été portées sur les figures, pour ne pas surcharger celles-ci. Les résultats dépendent peu de la cinématique employée, sauf aux grands angles, pour lesquels la cinématique à énergie variable, conduit toujours à un meilleur accord.

Celui que nous obtenons pour P et $d\sigma/d\Omega$ est très bon, dans l'hypothèse de l'approximation d'impulsion modifiée, ceci jusqu'à 32° C.M. Il faut noter que ce facteur de

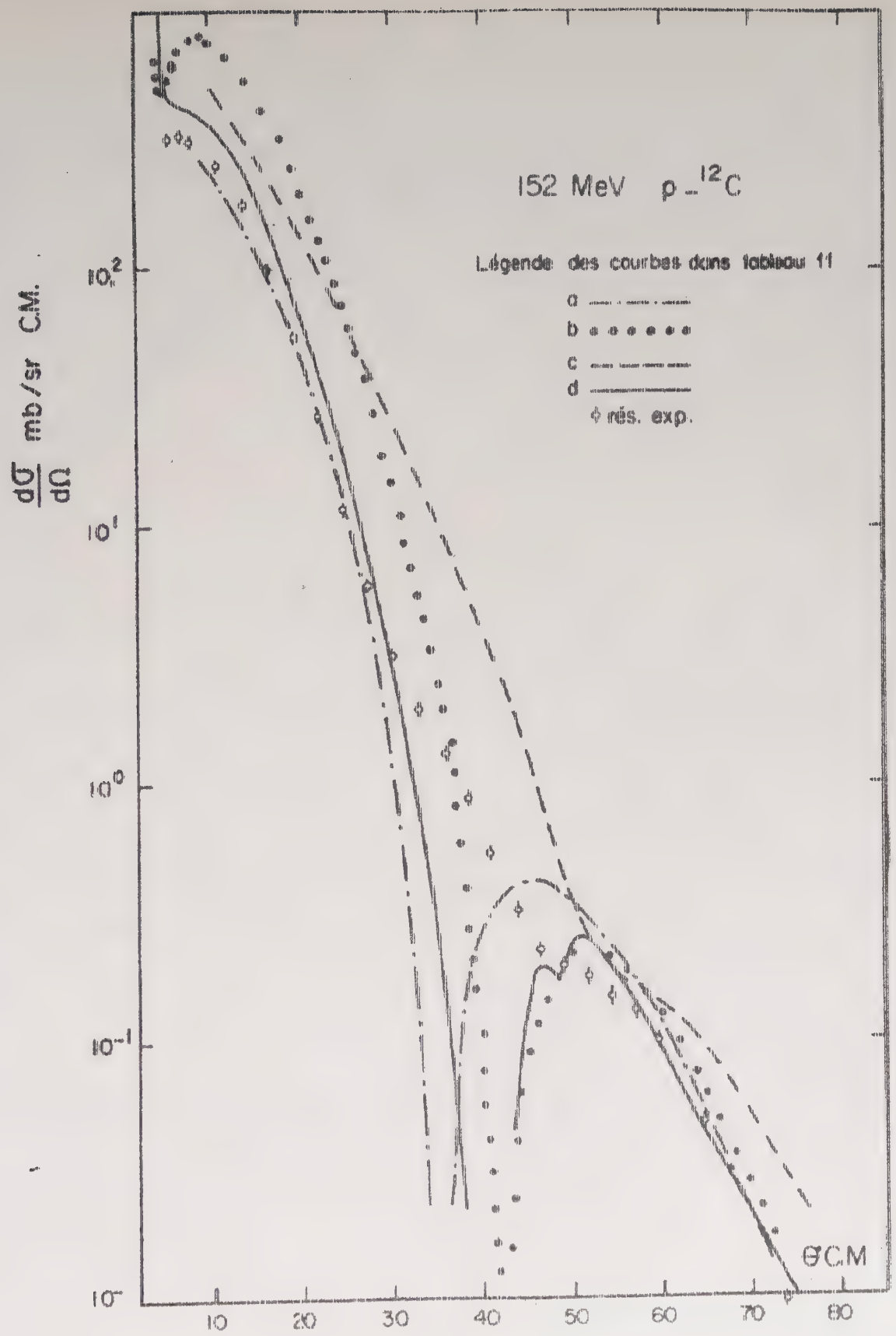


Fig. 24 - - Diffusion élastique sur ^{12}C

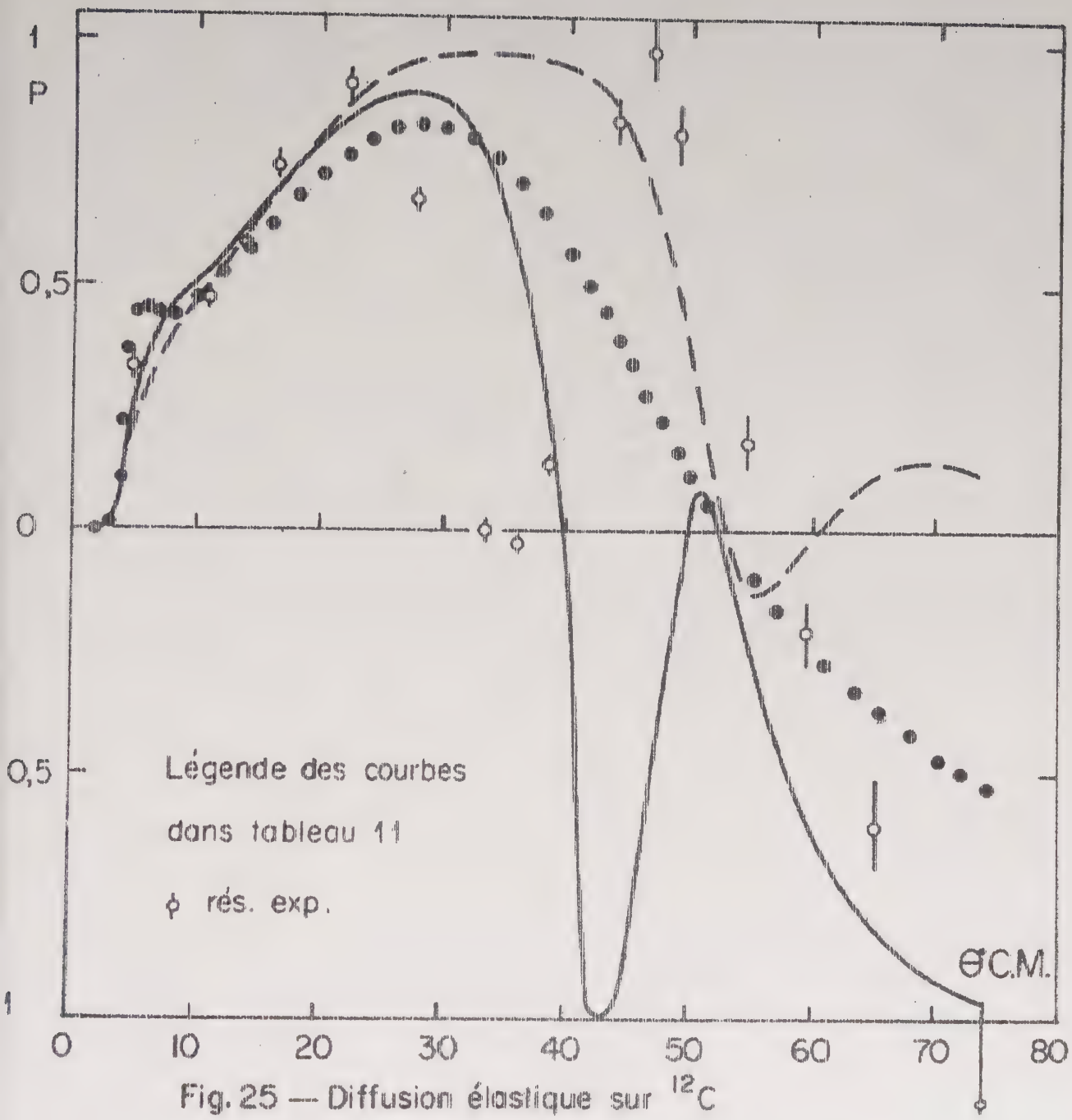


Fig. 25 — Diffusion élastique sur ^{12}C

forme convient bien à la diffusion des électrons jusqu'à $q = \sqrt{2}$ fm^{-1}, ce qui correspond à 35° C.M. pour nos conditions d'expériences. Il est probable cependant, qu'on arrive ici à une région angulaire, où il faudrait décrire les effets de diffusion multiple de façon plus exacte, que par une simple absorption. (voir note).

IV - CONTINUITE DE Ω .

On possède une valeur de Ω pour ^{12}C et aussi pour ^{6}Li ; on va chercher à en déterminer de nouvelles, de façon à voir si on peut établir une continuité entre elles.

Noyau de ^{9}Be. Les expériences de diffusion d'électrons ont conduit au résultat suivant[42]: a = b = 1,56 fm. La polarisation lors de la diffusion élastique a été mesurée à UPPSALA[73], avec des protons de 181 MeV. La position du minimum de polarisation correspond à un transfert de moment $q = 1,76$ fm^{-1}, ce qui conduit à $\Omega = 0,325$. De façon à pouvoir poursuivre la comparaison jusqu'au ^{12}C, pour lequel on a trouvé $\Gamma = 0,775$, on interpole, pour ^{9}Be, une valeur de $\Gamma = 0,9$, comprise entre celle du ^{12}C et celle du ^{6}Li.

Noyau de ^{7}Li. On adopte la valeur a = b = 1,72fm, déterminée récemment[41]. La valeur de $q_{min} = 1,78$ fm^{-1} est prise d'après le minimum de polarisation obtenu dans nos expériences[65]. Cela nous conduit à $\Omega = 0,39$. On pose pour ^{7}Li : $\Gamma = 0,95$.

Note : *Nous avons testé aussi d'autres modèles pour le ^{6}Li et obtenus des résultats moins bons, conduisant cependant à des conclusions voisines en ce qui concerne la cinématique utilisée. La forme proposée par ELTON[67], avec des paramètres différents d'oscillateur harmonique suivant les couches : s(a = 1,71 fm), et p(b = 2,08 fm) ne permet d'obtenir un accord moyen pour P et $d\sigma/d\Omega$ qu'avec, dans chacun de ces cas, des valeurs différentes de Ω . La forme déduite[42] des expériences de diffusion d'électrons effectuées à STANFORD (a = b = 2,08 fm) permet d'obtenir des résultats convenables (avec $\Omega = 0,6$), de même que celle provenant des expériences de diffusion effectuées à ORSAY[41] (a = b = 1,78 fm) ($\Omega = 0,5$).*

Noyau de ^4He. La méthode précédente, basée sur la position du minimum de polarisation, ne peut plus être appliquée pour les noyaux plus légers que ^6Li. Une méthode exacte consiste à se servir des calculs de $d\sigma/d\Omega$ et à déterminer Ω par comparaison avec l'expérience. C'est la seule façon de faire pour des noyaux plus légers que ^6Li .

Des expériences de diffusion élastique des protons de 147 MeV sur ^4He ont été effectuées à HARVARD(74). Les résultats expérimentaux de section efficace différentielle ont été reportés sur la figure 26, après normalisation(55), et les résultats de polarisation sur la figure 27, après correction du pouvoir d'analyse inexact(11). Les courbes a) correspondent au calcul effectué à partir de l'approximation d'impulsion simple ($a = 1,29$ fm(42)(1)) et la courbe b), sur la figure 26, à partir de l'approximation d'impulsion modifiée et $\Omega = 0,6$. Pour les sections efficaces, on constate un accord, moyen avec b), et très mauvais avec a) ; pour les polarisations, les résultats étant identiques, on n'a porté qu'une seule courbe.

Nous disposons maintenant d'un certain nombre de valeurs de Ω et de Γ, obtenues pour différents noyaux ; nous portons sur la figure 28 (en haut): $\Gamma\Omega = f(A)$, et constatons une bonne continuité, ce qui teste la validité de la méthode introduite, modifiant le calcul basé sur l'approximation d'impulsion simple. On peut prolonger cette courbe en deçà de ^4He, puisque, par définition, elle doit passer par $\Omega = 1$ pour $A = 1$. On obtient alors la valeur $\Omega = 0,85$ pour $A = 2$; - l'application de cette valeur à la diffusion des protons de 155 MeV sur le deutérium conduit à l'excellent accord, reproduit sur la figure 28. Les points expérimentaux proviennent des mesures d'ORSAY(75) ; la courbe théorique à été calculée(76) par Mme BENOIST-GUEUTAL et M. GOMEZ-GIMENO. Nous avons appliqué le même raisonnement que précédemment, et simplement multiplié la section efficace différentielle théorique par Ω^2 (bien que la fonction d'onde considérée dans le calcul(76) ne soit pas celle de l'oscillateur harmonique).

- C -

CALCULS DE DIFFUSIONS MULTIPLES

Le formalisme permettant d'effectuer le calcul des termes de diffusion multiple est bien connu(1). Cependant le calcul pratique est compliqué, dès le deuxième terme (double diffusion), et il est très souhaitable de faire des simplifications. Un calcul allant jusqu'à la double diffusion , dans la diffusion

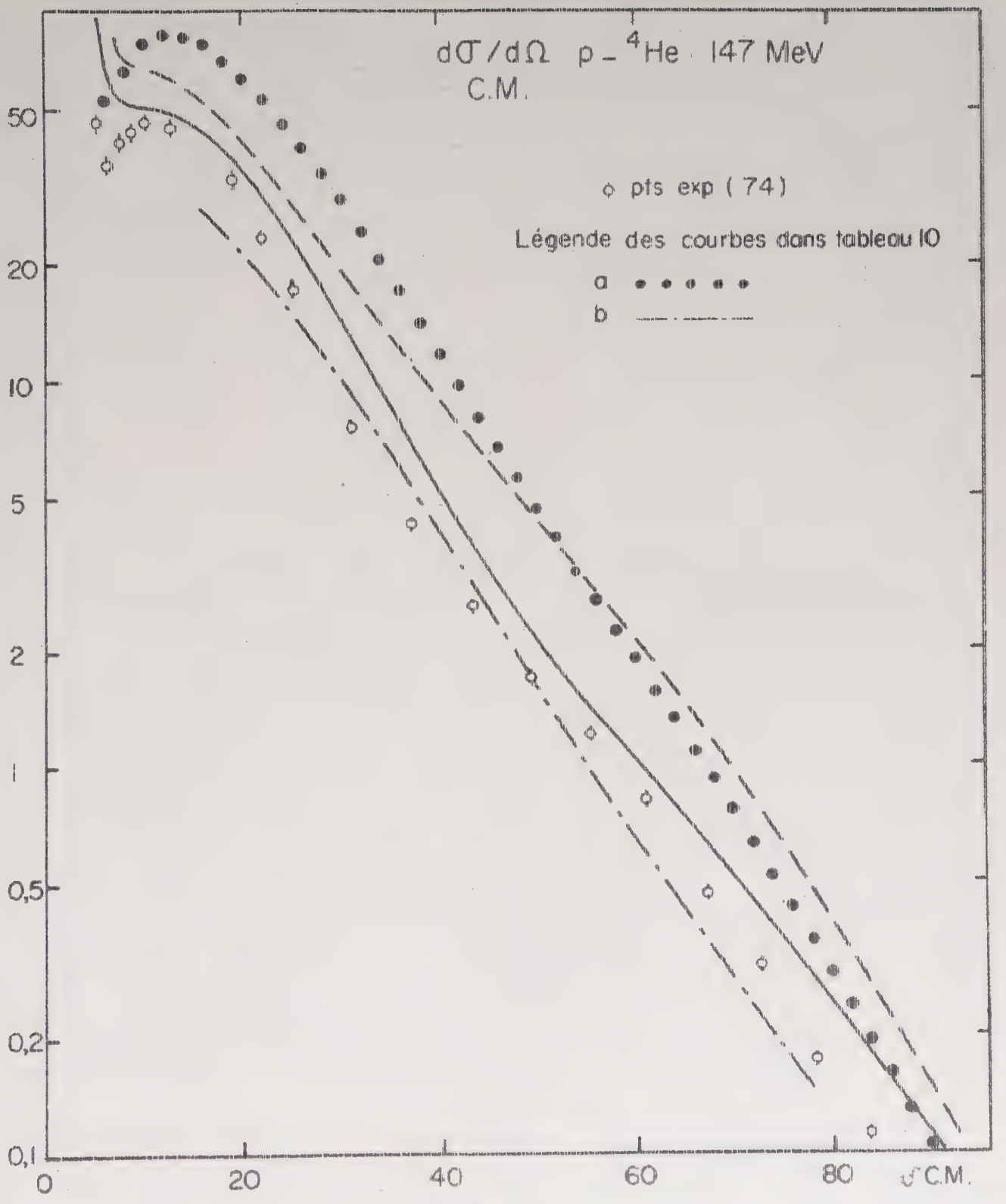
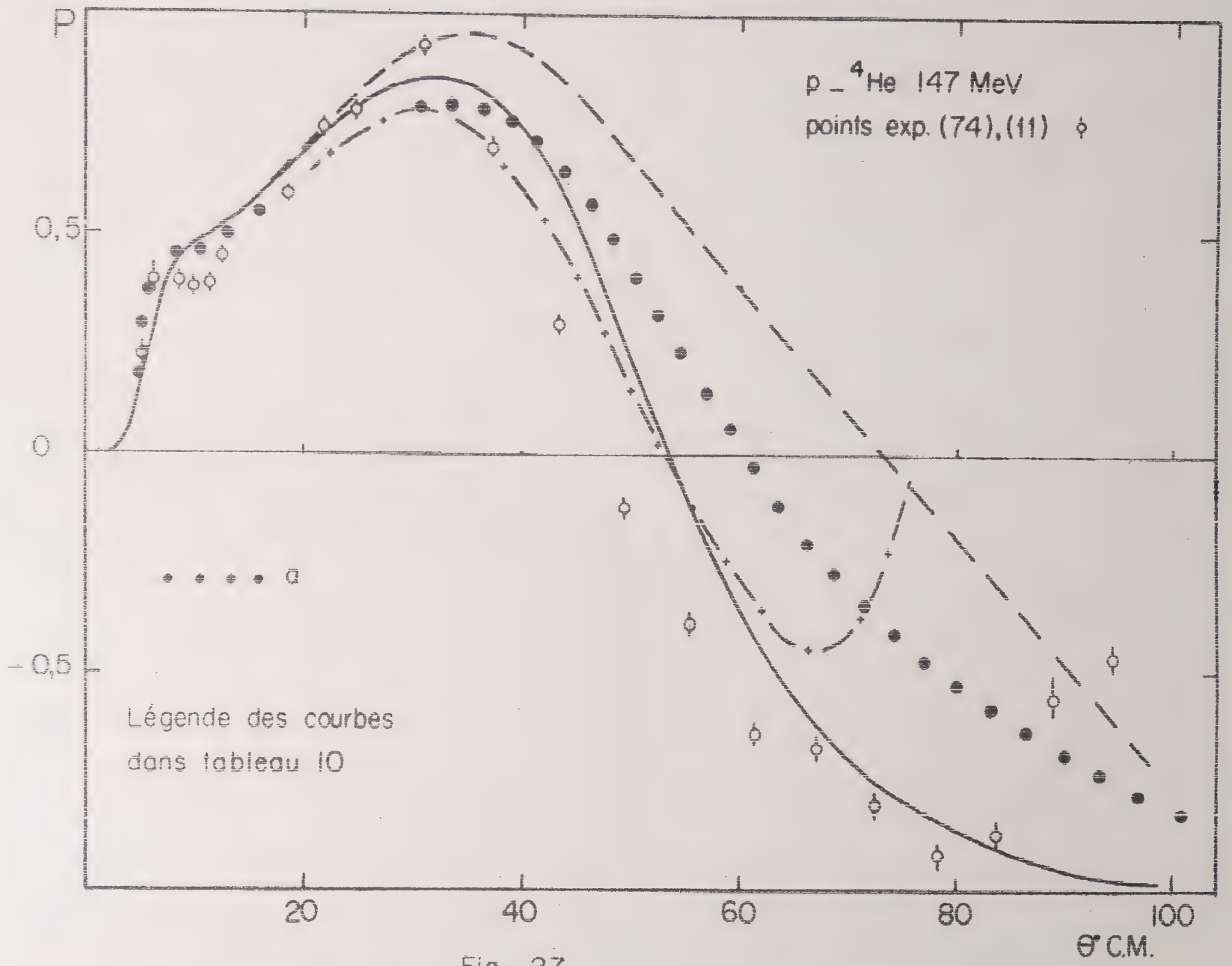
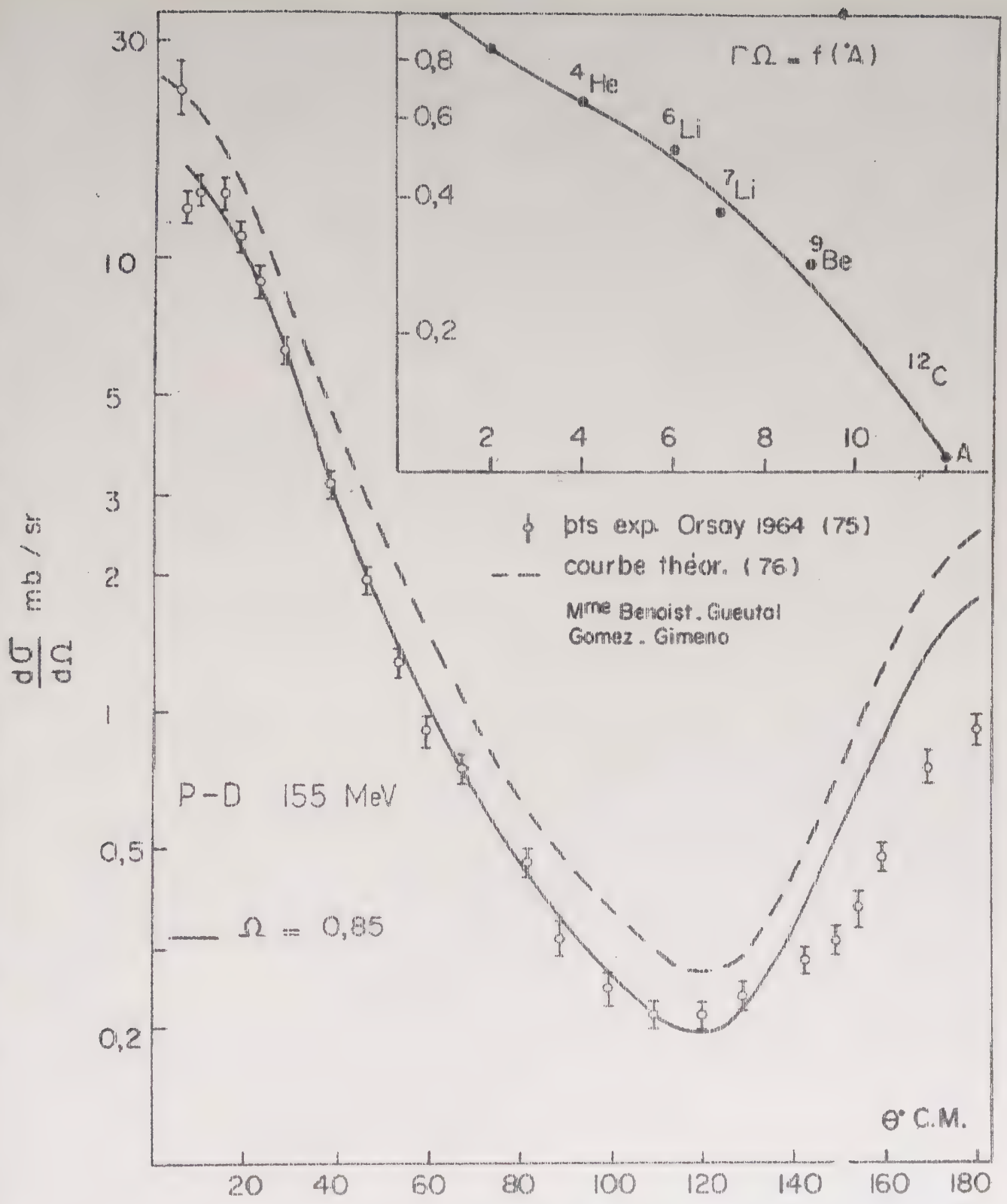

dσ/dΩ p – ⁴He 147 MeV
C.M.
◇ pts exp (74)
Légende des courbes dans tableau 10
a
b
50
20
10
5
2
1
0,5
0,2
0,1
0
20
40
60
80
θ C.M.

Fig. 26


P
0,5
0
−0,5
p _ 4He 147 MeV
points exp. (74), (11)
Légende des courbes
dans tableau 10
20
40
60
80
100
θ° C.M.

— Fig. 27 —


Γ Ω = f (A)
0,8
0,6
0,4
0,2
4He
6Li
7Li
9Be
12C
A
2
4
6
8
10
pts exp. Orsay 1964 (75)
courbe théor. (76)
Mme Benoist. Gueutal
Gomez . Gimeno
P-D 155 MeV
Ω = 0,85
dσ/dΩ mb / sr
30
10
5
3
2
1
0,5
0,2
θ° C.M.
20
40
60
80
100
120
140
160
180

— Fig. 28 —

élastique des nucléons sur un noyau $0^+, T = 0$, a été développé par Madame BENOIST-GUEUTAL. Je la remercie très vivement de m'avoir communiqué ce travail. C'est le développement de ce calcul que je vais décrire, très brièvement, dans le paragraphe suivant.

I - DIFFUSION DOUBLE.

L'amplitude de diffusion T_1 est maintenant remplacée par :

$$T = T_1 + T_2 = N \left[t + (N-1)\, t \frac{Q}{E - H_o + i\varepsilon}\, t \right]$$

- t étant l'opérateur de diffusion nucléon-nucléon libre;
- N le nombre de nucléons du noyau ;
- H_o représente l'Hamiltonien du noyau cible, y compris l'énergie cinétique de la particule incidente ;
- Q est l'opérateur de projection pour des états nucléaires complètement antisymétrisés.

L'élément de matrice de diffusion simple, G_1, est remplacé par :

$$G = G_1 + G_2 = -(2\pi)^2 \frac{m}{2\hbar^2} \frac{2N}{N+1} \langle \vec{k}' | \; T \; | \vec{k} \rangle$$

G_2 est calculé à l'aide des approximations suivantes :

- le seul état intermédiaire considéré est l'état fondamental
- si on appelle $\vec{\lambda}$, le moment du nucléon diffusé dans l'état intermédiaire, la quantité $M(\vec{k} \to \vec{\lambda}).M(\vec{\lambda} \to \vec{k}')$, variant plus lentement que le reste de l'expression se trouvant sous l'intégrale de G_2, sera sortie de cette intégrale avec la valeur $M(\theta/2).M(\theta/2)$, (M est la matrice de diffusion ; $(\vec{k},\vec{k}')=\theta$.)

Ces deux approximations simplifient beaucoup le calcul, (ainsi par exemple, on n'a pas besoin de lisser la matrice de diffusion, à l'aide de formes analytiques). On obtient alors:

$$G = f_1 \, . \, M(\theta) + (\varepsilon + i)\, f_2 \, M(\tfrac{\theta}{2}) . \, M(\tfrac{\theta}{2})$$

ε étant le rapport de la partie réelle sur la partie imaginaire du facteur de forme de la double diffusion. Si on appelle :

$$M(\theta) = A + C\, \vec{\sigma} \, . \, \vec{n}$$

$$M(\tfrac{\theta}{2}) = a + c\, \vec{\sigma} \, . \, \vec{n}$$

la section efficace différentielle, I_o, s'obtient par l'expression :

$$I_o = I_1 + I_2 + I_3$$

avec $I_1 = |f_1|^2 \{|A|^2 + |C|^2\}$ - diffusion simple -

$$I_2 = 2\, f_1 . f_2 \{\varepsilon . Re - Im\} \{A^* . (a^2 + c^2) + 2\, C^* ac\}$$

-interférence entre la diffusion simple et la diffusion double -

$$I_3 = (1+\varepsilon^2)|f_2|^2 \{(|a|^2+|c|^2)^2 + 4(Rea^* c)^2\}$$ -diffusion double-

De la même façon, P étant la polarisation des protons diffusés, on obtient:

$$I_o P = Q_1 + Q_2 + Q_3$$

$$Q_1 = 2|f_1|^2 \; Re\, A^* C$$

$$Q_2 = 2\, f_1\, f_2 \{\varepsilon . Re - Im\}\{2\, A^* ac + C^* (a^2+c^2)\}$$

$$Q_3 = 2(1+\varepsilon^2)|f_2|^2\; 2\, Re\, a^*\, c\{|a|^2 + |c|^2\}$$

f_1 est le facteur de forme de la diffusion simple.

f_2 se calcule exactement pour sa partie imaginaire. La partie réelle du facteur de forme de la diffusion double est plus petite que la partie imaginaire (ε est < 1) et se calcule de façon approchée, en supposant que sa variation en fonction du transfert de moment q, est la même que celle de la partie imaginaire.

Nous avons appliqué les calculs à la diffusion des protons de 150 MeV sur ^4He et ^{12}C ; les résultats obtenus seront discutés ultérieurement. Comme il s'agit dans ce calcul, d'introduire les termes provenant de la double diffusion, les courbes, obtenues avec les hypothèses décrites dans ce paragraphe, seront symbolisées par D.D.

La conclusion essentielle des applications numériques effectuées avec D.D., est que les valeurs absolues de I_1, I_2 et I_3 ont le même ordre de grandeur (et de même pour Q_1, Q_2 et Q_3).[3] Ceci est vrai, non seulement pour ^{12}C, mais même déjà pour ^4He.

II - DIFFUSION MULTIPLE

Les termes de double diffusion, et surtout d'interférence, s'étant révélés très importants, il est indispensable de tenir compte des termes suivants de la série de la diffusion multiple. Nous supposerons ici encore, que le seul état intermédiaire, intervenant dans la réaction, est l'état fondamental. Ceci limite le domaine de validité des calculs effectués, aux régions angulaires, où la section efficace différentielle de diffusion élastique est supérieure aux sections efficaces différentielles des autres processus, pouvant se produire lors de la collision.

Nous avons effectué un calcul de diffusion multiple, tenant compte de tous les termes de la série :
Soit T, l'amplitude de diffusion, on a[1] :

$$T = Nt\left(1 + \frac{1}{\alpha} T\right) \qquad \text{avec} \quad \frac{1}{\alpha} = \frac{N-1}{N} \cdot \frac{Q}{E-H_o+i\varepsilon}$$

T a une solution de la forme :

$$T = Nt \frac{1}{1 - \frac{1}{\alpha} Nt} = \frac{T_1}{1 - \frac{T_2}{T_1}}$$

Cette relation est vraie entre opérateurs. Nous montrons (voir appendice) qu'on peut la remplacer par une relation analogue entre éléments de matrice, si on fait un certain nombre d'approximations. On obtient donc, avec les notations du paragraphe précédent :

$$G = \frac{G_1}{1 - \frac{G_2}{G_1}} = \frac{f_1 \, M(\theta)}{1 - (\varepsilon+i) \frac{f_2}{f_1} \frac{M(\theta/2).(M(\theta/2)}{M(\theta)}}$$

$$GG^+ = \frac{I_1 + Q_1 \sigma_n}{1 - \frac{I_2 + Q_2 \sigma_n}{I_1 + Q_1 \sigma_n} + \frac{I_3 + Q_3 \cdot \sigma_n}{I_1 + Q_1 \sigma_n}}$$

ce qui conduit aux valeurs de sections efficaces différentielles :

$$I_o = \frac{1}{2} \text{Tr } G\, G^+ = \frac{1}{2} \left\{ \frac{(I_1 + Q_1)^2}{I_1 + Q_1 - (I_2+Q_2) + I_3 + Q_3} + \frac{(I_1 - Q_1)^2}{(I_1-Q_1) - (I_2-Q_2) + (I_3-Q_3)} \right\}$$

et aux valeurs de polarisation P :

$$I_o\, P = \frac{1}{2} \text{Tr } G\, G^+ \vec{\sigma}.\vec{n} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{(I_1+Q_1)^2}{I_1+Q_1-(I_2+Q_2)+I_3+Q_3} - \frac{(I_1-Q_1)^2}{(I_1-Q_1)-(I_2-Q_2)+(I_3-Q_3)} \right\}$$

Les courbes correspondant à ce calcul seront symbolisées par D.M.

III - DIFFUSION COULOMBIENNE

L'introduction de la diffusion nucléaire multiple, ayant pour conséquence une baisse importante des sections efficaces différentielles théoriques calculées, il est devenu naturel, à ce stade du calcul, d'introduire la diffusion coulombienne, de façon à permettre une comparaison, aussi bien avec l'expérience, qu'avec les résultats des calculs théoriques différents. Une méthode, dûe à BETHE[78][79], explicite le calcul en approximation de BORN. A l'élément de matrice nucléaire, nous ajoutons l'élément de matrice coulombien : $M_c = A_c + C_c \vec{\sigma} \cdot \vec{n}$

$$A_c = -\frac{2 Z k}{137 \beta q^2} \left\{ 1 + 2 i \frac{Z}{137\beta} \ln \left(\frac{1{,}06}{k a\theta} \right) \right\} \cdot f_1$$

$$C_c = -i \sin\theta \frac{\hbar^2 k^2}{2m^2 c^2} \left(\frac{\mu p}{\mu N} - \frac{1}{2} \right) A_c$$

$\frac{\mu p}{\mu N}$ = 2,793 est le moment magnétique du proton, exprimé en magnétons nucléaires.

IV - RESULTATS OBTENUS

On appelle :

A.I. , approximation d'impulsion au premier ordre ;
A.I.M. , approximation précédente, modifiée par l'introduction de Ω et éventuellement de Γ ;

D.D. ,approximation d'impulsion s'arrêtant au deuxième ordre;
D.M. ,approximation d'impulsion tenant compte de tous les ordres, de la façon approchée décrite.

Application à la diffusion sur ^{4}He.

Les courbes obtenues sont tracées sur les fig. 26 et 27,avec la légende correspondante dans le tableau 10.

		A.I.	A.I.M. (Ω=0,6)	D.D.	D.M.
Cinématique à Energie	fixe	+—+—			
	variable	. . .	—.—.	— — —	——

Tableau - 10

La courbe de section efficace,correspondant à la cinématique à énergie fixe,n'a pas été reportée sur la figure 26, car elle est très proche (sauf aux grands angles),de celle obtenue à partir de la cinématique à énergie variable.

Ce noyau d'^{4}He se prête bien aux calculs effectués ici, car les approximations faites sont plus valables. Il ne présente pas de niveau excité avant 20 MeV d'énergie d'excitation, et le seuil des réactions à trois corps se situe aussi vers 20 MeV. D'autre part les niveaux inélastiques pouvant être excités, le sont avec une section efficace très faible. Il est donc plus justifié pour ce noyau que pour les autres, de négliger les états intermédiaires autres que l'état fondamental.

On observe un accord raisonnable entre les résultats expérimentaux,concernant $d\sigma/d\Omega$ et P ,et les calculs effectués avec la diffusion multiple, compte tenu que ces résultats de calculs sont obtenus sans l'introduction d'aucun paramètre libre. On observe même,que l'accord se prolonge jusqu'à près de 80° C.M.

On voit aussi sur les figures 26 et 27,qu'il est plus mauvais d'effectuer le calcul en s'arrêtant à la diffusion double, plutôt qu'à la diffusion simple seule (ceci n'est pas vrai pour les angles $< 30°$ C.M.).

Application à la diffusion sur ^{12}C.

Les courbes obtenues sont tracées sur les figures 24 et 25, avec la légende correspondante dans le tableau 11.

A.I.	A.I.M. $\Omega = 0,14$ $\Gamma = 0,775$	D.D.	D.M.
. . . .	.—— .—— .— .	—— —— ——	—— ——

Tableau - 11

Elles sont toutes obtenues avec la cinématique à énergie variable.

L'approximation faite, de ne considérer que l'état fondamental comme état intermédiaire, est absolument injustifiée dans la région des angles intermédiaires. Nous avons reporté sur la fig. 29, nos résultats expérimentaux de section efficace différentielle de diffusion des protons par le fondamental et certains niveaux excités du ^{12}C . On voit qu'entre 32° et 55° C.M., la section efficace d'excitation du 1er niveau, 2+, T = 0, (4,43 MeV), est supérieure à celle correspondant à la diffusion élastique. (Il en est de même, dans une bande angulaire plus faible, pour le niveau 3-, T=0 de 9,64 MeV). Les courbes portées Fig. 29 joignent simplement les points expérimentaux.

On observe en effet, (Fig. 24 et 25), un bon accord avec l'expérience, aux petits angles, tant en section efficace qu'en polarisation. On observe aussi un accord raisonnable, pour $d\sigma/d\Omega$ et P, pour les angles supérieurs à 52° C.M. A 53° C.M., il y a un point singulier (recoupement de toutes les courbes). Cela est dû à l'annulation de f_2 à cet angle. On constate aussi (sans pouvoir l'expliquer), qu'aux angles $\theta \geq 60°$, les sections efficaces théoriques, sont très peu sensibles au mode de calcul, et très proches des valeurs expérimentales. On remarque enfin, que la courbe continue (D.M.) est assez proche de celle correspondant au calcul semi-classique (A.I.M.).

V - COMPARAISON DE NOS RESULTATS DE CALCULS AVEC CEUX OBTENUS A PARTIR D'UN POTENTIEL OPTIQUE.

La seule méthode utilisée jusqu'à maintenant, pour le calcul des sections efficaces différentielles et des polarisa-

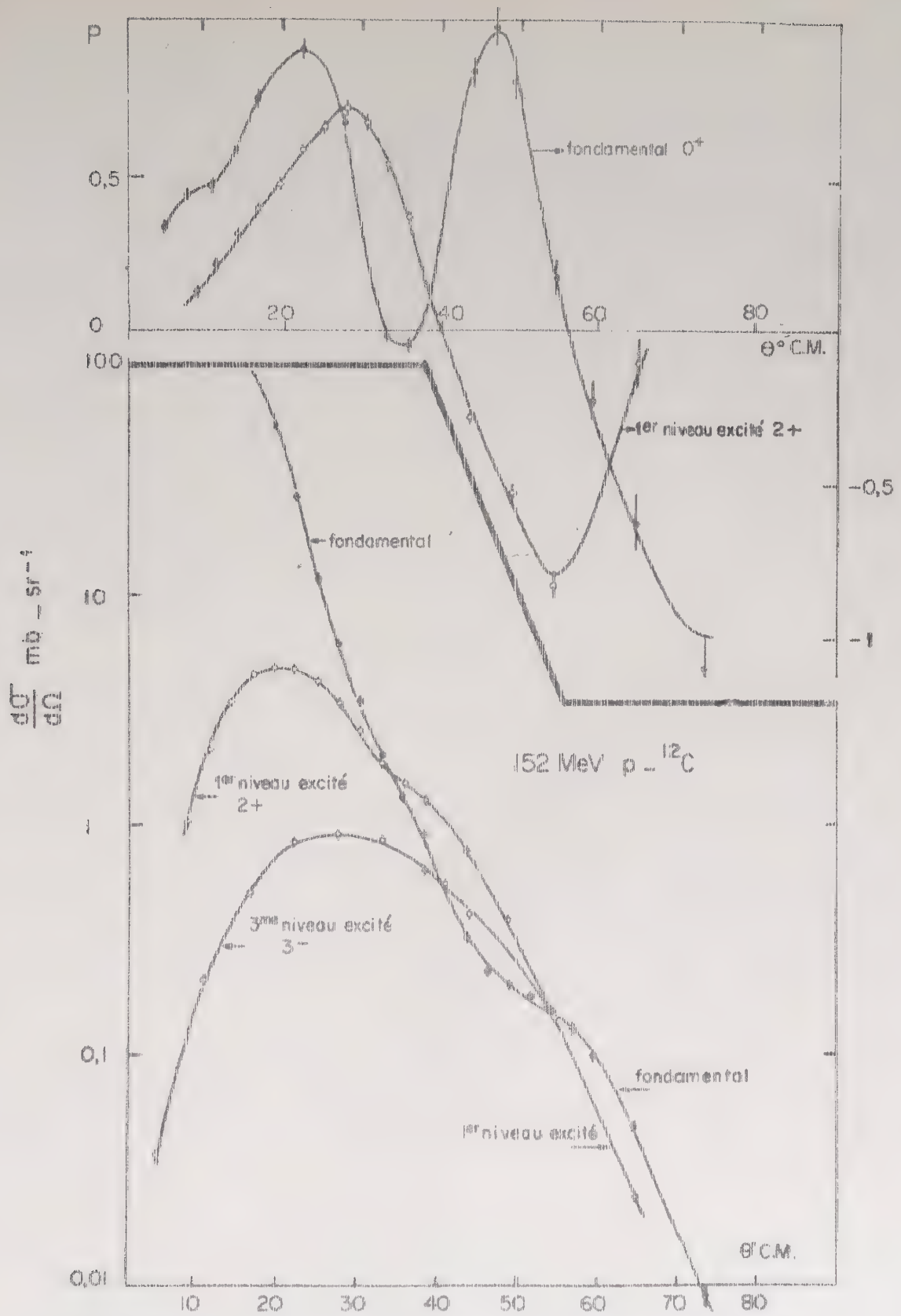


Fig. 29 — Diffusion des protons de 152 MeV par les premiers niveaux de ^{12}C
Résultats expérimentaux

tions des nucléons de moyenne énergie, diffusés par les noyaux, sans négliger les diffusions multiples, est celle passant par l'intermédiaire d'un potentiel optique. Ce potentiel peut être lissé sur les valeurs expérimentales[47]; on a alors affaire à une démarche purement phénoménologique, inverse de celle présentée ici. Ce potentiel peut aussi être construit, à partir des déphasages nucléon-nucléon[31][55][56], et la méthode est alors comparable à la nôtre, plus exacte théoriquement, mais aussi plus laborieuse, puisqu'il faut résoudre l'équation de Schrödinger. Ceci a été effectué récemment par McDONALD et HULL[56], pour des neutrons et des protons incidents, d'énergie comprise entre 95 et 350 MeV, diffusés par divers noyaux. La comparaison de nos résultats avec ceux de ce travail est d'autant plus intéressante, que le potentiel optique est construit à partir des déphasages de YALE, et que les calculs sont donnés pour le ^{12}C. Nous comparons nos courbes, avec celles obtenues à partir du potentiel au premier ordre, c'est-à-dire incluant tous les termes de la diffusion multiple, avec le fondamental comme état intermédiaire. Les courbes de section efficace différentielle sont données jusqu'à 14° C.M. seulement[56].

Nous comparons fig. 30 nos résultats avec ceux obtenus par ces auteurs pour la diffusion élastique des neutrons de 152 MeV et des protons de 138 MeV sur le ^{12}C. Les courbes a) correspondent au calcul à partir de l'approximation d'impulsion au premier ordre, les courbes b) sont celles obtenues par Mc DONALD et HULL, alors que les courbes c) sont celles résultant de notre calcul de diffusion multiple. Les courbes b) et c) sont très voisines, surtout dans le cas des neutrons. Sur la figure 31, nous avons porté les résultats pour la polarisation des protons de 152 MeV (la courbe correspondant aux neutrons n'est pas donnée dans le travail cité) ; les points expérimentaux proviennent de nos expériences. Les légendes des courbes sont les mêmes que pour la figure 30. Pour les angles supérieurs à 13° C.M., nos résultats sont meilleurs que ceux de Mc DONALD et HULL.

On remarque que, de façon systématique, le calcul avec la diffusion multiple a eu pour effet d'estomper partiellement l'interférence coulombienne, par rapport à ce qu'on obtient en diffusion simple. Ceci est vrai, aussi bien pour $d\sigma/d\Omega$ que pour P . Un effet semblable apparaît dans les calculs de McDONALD et HULL.

En résumé de ce chapitre, nous sommes partis avec l'hypothèse, que le désaccord, entre les calculs basés sur A.I. et les résultats expérimentaux, provenait de la diffusion multiple. Constatant que, pour la polarisation, nous obtenions un accord relativement bon aux petits angles, nous en avons déduit que tous

les processus de diffusion multiple,correspondant aux ordres supérieurs de l'approximation d'impulsion,devaient pouvoir être décrits aux petits angles,par l'intermédiaire d'une absorption globale des protons incidents. Nous avons alors introduit une méthode,faisant intervenir un facteur d'absorption variant avec les couches. Cette méthode a été légitimée par les résultats des calculs effectués par la suite, calculs comportant encore des approximations, mais ne faisant intervenir aucun paramètre nouveau. Il en est résulté effectivement, une diminution des sections efficaces différentielles aux petits angles, conforme aux données expérimentales ; par contre, la polarisation est peu différente de celle, calculée dans le cas de l'approximation d'impulsion simple.

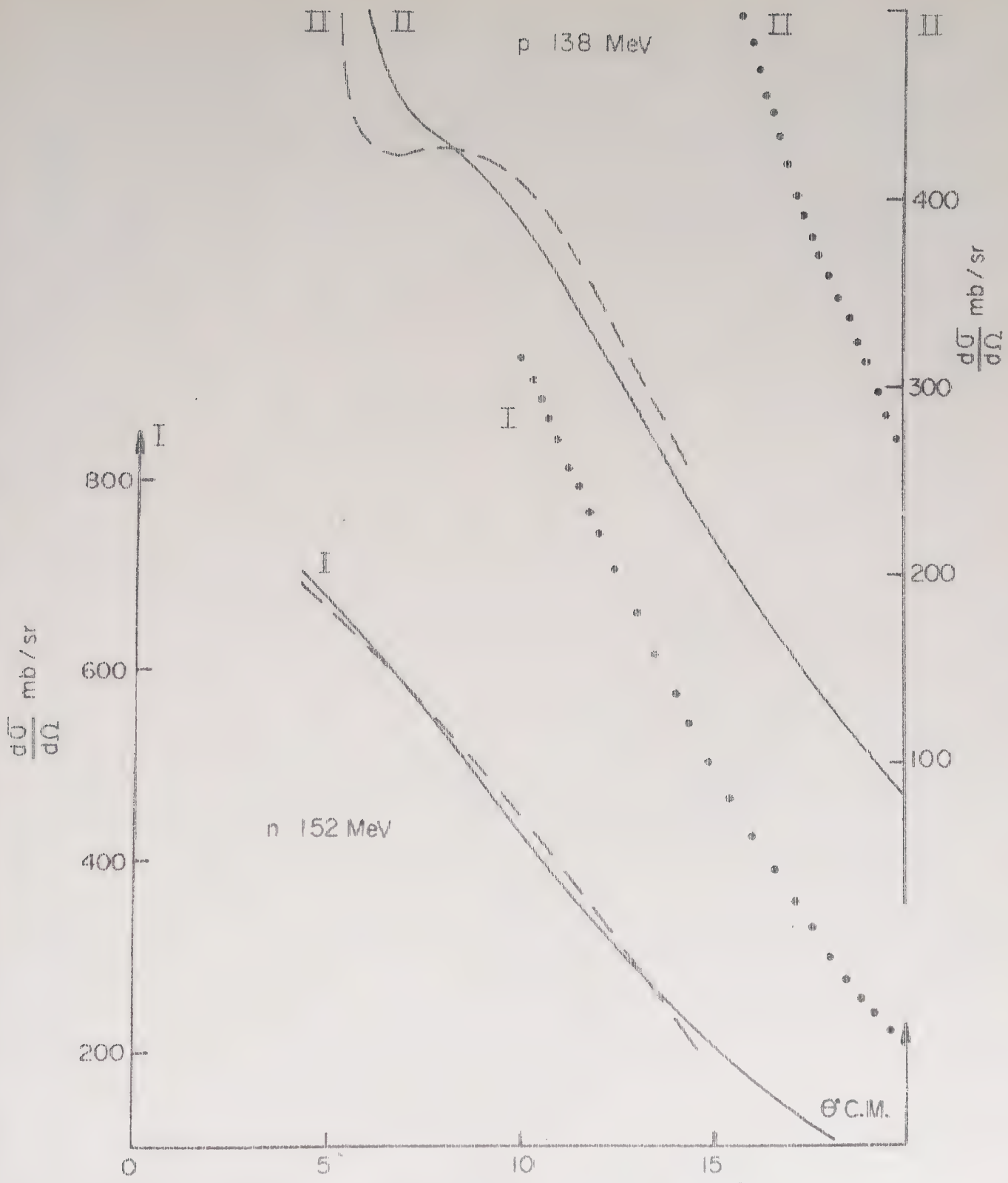
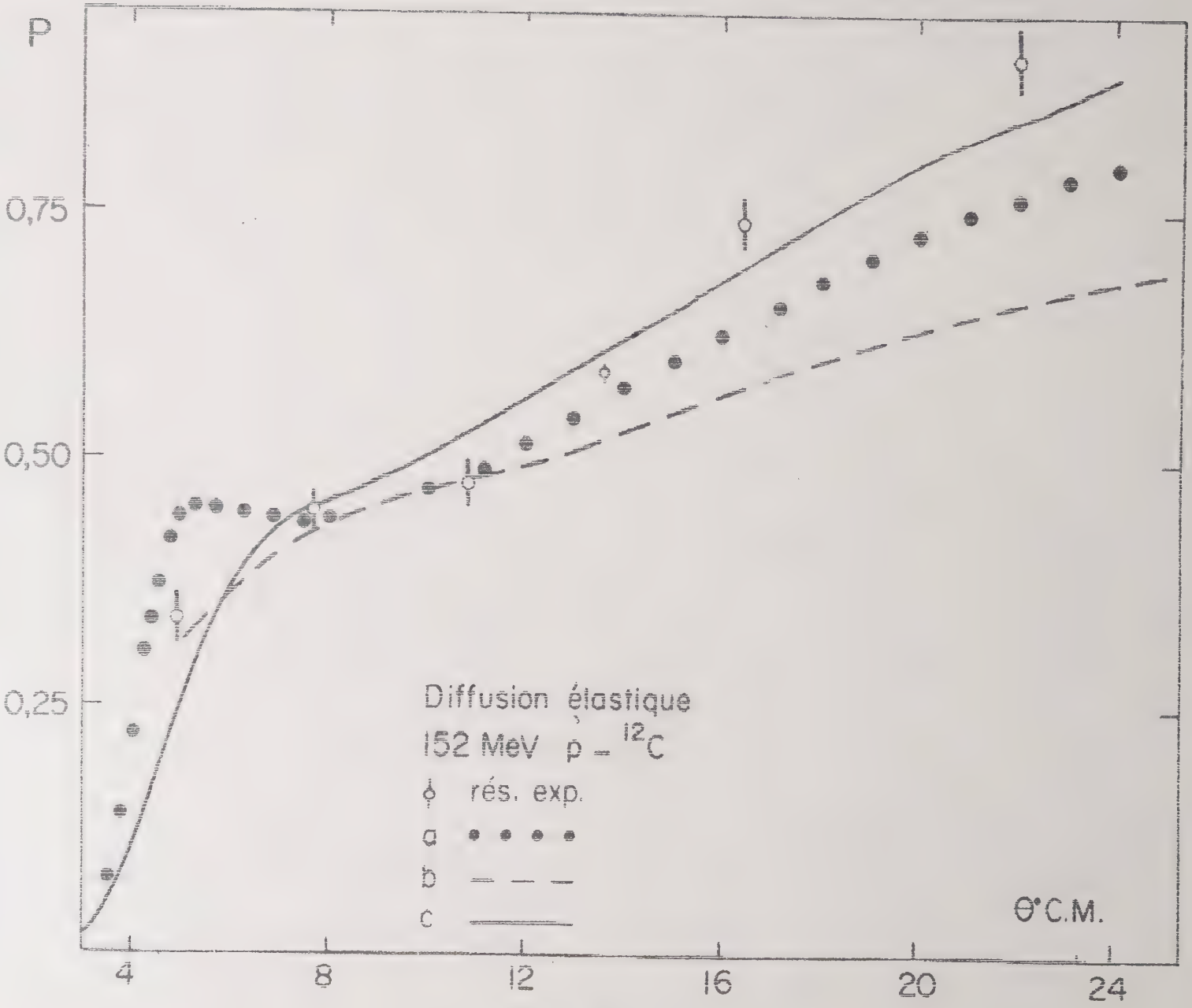


Fig 30 — Sections efficaces de diffusion élastique sur ^{12}C

a • • • • b — — — c ————


P
0,75
0,50
0,25
Diffusion élastique
152 MeV p – ^{12}C
rés. exp.
a
b
c
θ°C.M.
4
8
12
16
20
24

— Fig. 31 —

C O N C L U S I O N

Nous avons présenté, dans ce travail, les résultats des mesures de polarisation et de section efficace différentielle de diffusion,des protons de 152 MeV du synchrocyclotron d'Orsay. Le polarimètre,constituant la partie essentielle de l'appareillage,a été décrit. Nous avons développé les méthodes utilisées en vue de réduire les erreurs expérimentales, et montré que,dans le cas d'un pic isolé dans le spectre diffusé, les erreurs d'asymétrie expérimentales sont négligeables, ainsi que les erreurs d'étalonnages. Il suffit alors, en pratique, de ne tenir compte que des erreurs statistiques, pour les mesures de polarisation. Nous avons détaillé la méthode utilisée pour le dépouillement des asymétries mesurées, dans le cas de plusieurs pics mal résolus dans le spectre expérimental, - et montré l'importance, dans ce cas, des erreurs de décomposition.

L'approximation d'impulsion simple[1] a été utilisée pour l'analyse des résultats. Nous avons pu ainsi vérifier, qu'aux petits angles, l'ordre de grandeur de la polarisation ne dépend que des caractéristiques quantiques des niveaux et non de leurs fonctions d'onde. Utilisant cette propriété,nous avons pu, à partir de nos résultats expérimentaux et à l'aide des prévisions théoriques[14] du modèle trou-particule, faire une discussion spectroscopique du spectre des niveaux excités du ^{12}C.

Les mesures effectuées sur les premiers niveaux du ^{12}C ont permis de préciser les désaccords entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques. La faiblesse d'une interprétation,basée sur l'approximation des ondes planes,était connue d'après le désaccord sur les sections efficaces différentielles. La polarisation semblait auparavant,être compatible avec les valeurs calculées de cette manière. Nos mesures ont montré, surtout dans le cas du niveau de 4,43 MeV, qu'il y avait aussi divergence,entre les polarisations mesurées et celles calculées. Nous avons testé certaines fonctions d'onde (L-S, trou-particule).

De cette comparaison des différents modèles pour le ^{12}C , nous avons déduit,que nous n'étions pas en mesure de

faire cette discussion avec profit - sur la base des calculs effectués au premier ordre. Nos mesures ont fait apparaître aussi, que les calculs effectués en ondes distordues[4] conduisaient à des désaccords plus importants pour la polarisation, que lorsque les calculs étaient effectués en ondes planes.

Nous avons été ainsi amenés à aborder la question, en appliquant le formalisme de la diffusion multiple. Nous nous sommes bornés à considérer le cas des diffusions élastiques sur des noyaux de spin 0+ . Les résultats obtenus ont permis de réduire notablement les divergences, dans le domaine angulaire où les calculs sont valables. Aux petits angles, la polarisation est peu différente de ce qu'elle était en approximation simple ; cela justifie le succès de cette approximation pour les résultats de polarisation, et les prévisions spectroscopiques possibles, basées sur cette interprétation.

L'effet global de la diffusion multiple aux petits angles est proche de celui d'une simple absorption des protons incidents.

Ces résultats sont valables pour les diffusions élastiques. Dans le cas de diffusions inélastiques, il en va tout autrement. La polarisation aux petits angles ne change pas beaucoup, lorsque les diffusions du nucléon incident sur les différents nucléons du noyau sont telles, que chacune d'entre elles amène une polarisation propre, voisine de celle correspondant à l'excitation directe du niveau étudié. Elle peut être très différente dans le cas contraire, et même aux petits angles, puisque la section efficace de diffusion simple est faible, pour tous les niveaux correspondant à un transfert de moment orbital $\ell \neq 0$.

Par exemple, une description de l'excitation du niveau de 4,43 MeV par diffusion multiple, doit faire intervenir comme état intermédiaire, les niveaux de la résonance géante, le niveau de 15,1 MeV et le fondamental. Le passage par le niveau de 15,1 MeV est favorisé, puisque dans ce cas, les deux diffusions ont lieu, aux petits angles, avec transfert d'un moment orbital $\ell = 0$; cela signifie que la probabilité d'une telle excitation en deux étapes, est maximum vers l'avant. D'autre part, les deux niveaux de 4,43 MeV et 15,1 MeV ont pour configuration principale $(1p\ 3/2)^{-1} - (1p\ 1/2)$, ce qui favorise l'élément de matrice correspondant, par le recouvrement des fonctions d'onde. La polarisation correspondante est faible, puisque dans les deux cas, on a une diffusion avec spin et isospin-flip.

Ceci peut fournir, à notre avis, une explication qualitative de la faible valeur, aux petits angles, de la polarisation observée, lors de l'excitation du premier niveau 2+, T=0 „

du ^{12}C . Cela ne signifie pas, que la fonction d'onde utilisée est totalement exacte ; nous pensons que, seuls des calculs plus élaborés de l'amplitude de diffusion, permettraient de conclure sur ce point. Il est plus difficile, à l'aide d'une telle discussion, de proposer des explications concernant les sections efficaces différentielles ; on peut cependant remarquer, que l'excitation avec passage par des états intermédiaires différents, suivant les niveaux étudiés, légitime des facteurs de réduction expérimentaux différents, - bien que la configuration principale soit toujours celle, correspondant à la création d'un trou dans la couche 1p 3/2. Puisque à chaque niveau correspond un processus propre, il nous semble possible de comprendre les mauvais résultats obtenus à partir des calculs en D.W.B.A. La partie imaginaire du potentiel optique rend compte de l'absorption de façon globale, et nous ne pensons pas, qu'elle décrive correctement le passage par des états intermédiaires inélastiques précis. L'accord pouvant être obtenu, à partir des calculs de distorsion, pour les sections efficaces différentielles seules, ne constitue pas un critère suffisant.

Nous avons rappelé aussi, que l'impossibilité d'une description simple, au premier ordre, était dûe à la nature forte de l'interaction (probabilité de diffusion, grande devant la section géométrique du noyau). La comparaison des expériences (e,e'p)(82) et (p,2p)(32) sur le deutérium, l'a bien montré : l'expérience avec les électrons étant en accord avec l'interprétation basée sur l'approximation d'impulsion, et celle avec les protons ne l'étant pas.

Ce travail peut être poursuivi expérimentalement et amélioré théoriquement. A moins d'une amélioration du faisceau de protons, tant en intensité qu'en résolution en énergie, il sera plus intéressant, d'étudier des diffusions élastiques - ou inélastiques avec de grandes sections efficaces d'excitation - pour lesquelles, les résultats obtenus peuvent être plus précis, et l'interprétation plus aisée. Ceci doit permettre de tester les méthodes de calcul d'interaction. Il faut aussi choisir les noyaux pour lesquels, les sections efficaces de diffusion élastique sont prépondérantes, dans le plus grand domaine angulaire possible. Il serait intéressant de comparer les résultats pour des noyaux voisins, dont l'un serait choisi sur une couche fermée, et l'autre plus lourd, et le plus proche possible du premier. On s'attend à avoir des figures de polarisations différentes, puisque tout se passe comme si la diffusion avait lieu principalement en surface.

Du point de vue théorique, plusieurs améliorations doivent être introduites. Avant tout, il faudrait faire plus correctement le calcul de l'amplitude de diffusion double, en intégrant sur les différentes directions du nucléon diffusé dans

l'état intermédiaire, pour la partie matricielle de l'amplitude. Une autre amélioration serait de tenir compte des états intermédiaires probables du noyau. Ainsi pour le ^{12}C, il faut considérer que le niveau de 4,43 MeV joue un rôle important comme état intermédiaire, lors de la diffusion élastique, à partir de 30° C.M. L'application de ces calculs, à un niveau excité avec une section efficace différentielle importante, doit pouvoir être faite, dans certains cas simples, tout au moins.

A P P E N D I C E

On cherche à calculer l'élément de matrice $G = \langle n' \vec{k}' | T | \vec{k}\, n \rangle$. On exprime T en fonction de son développement en série de WATSON[1]

$$T = Nt\left(1+(N-1)\frac{1}{\alpha}t + (N-1)^2\frac{1}{\alpha}\, t\, \frac{1}{\alpha}\, t + \ldots\right)$$

N est le nombre de nucléons du noyau ; $\frac{1}{\alpha} = \frac{Q}{E - Ho + i\varepsilon}$

Q est l'opérateur de projection pour des états nucléaires complètement antisymétrisés. On prend des fonctions d'onde planes pour le projectile.

Nous limitons le calcul à l'étude de la diffusion élastique par des noyaux pairs-pairs ($J,\pi = 0+$). Nous faisons une simplification importante en ne prenant pour état intermédiaire que l'état fondamental ; l'approximation sera d'autant plus valable que la section efficace différentielle élastique sera prépondérante.

Développons G sous la forme $G = G_1 + G_2 + G_3 + \ldots$

$$G = N\langle o\vec{k}'|t|o\vec{k}\rangle + N(N-1)\int_{\vec{\ell}} d\vec{\ell}\,\langle o\vec{k}'|t|\frac{o\vec{\ell}\rangle\langle o\vec{\ell}}{E-Ho(\ell)+i\varepsilon}|t|o\vec{k}\rangle$$

$$+N(N-1)^2\int_{\vec{\ell}}\int_{\vec{\ell}'} d\vec{\ell}\; d\vec{\ell}'\,\langle o\vec{k}'|t|\frac{o\vec{\ell}\rangle\langle o\vec{\ell}}{E-Ho(\ell)+i\varepsilon}|t|\frac{o\vec{\ell}'\rangle\langle o\vec{\ell}}{E-Ho(\ell')+i\varepsilon}|t|o\vec{k}\rangle + \ldots$$

La série ne converge pas vite. On va chercher à établir une relation de récurrence, c'est-à-dire à exprimer G_3 en fonction de G_1 et G_2 (puis ensuite G_4 en fonction de G_1 et G_2 etc..)

$$G_3 = \frac{N^2(N-1)^2\langle o\vec{k}'|t|o\vec{k}\rangle}{N\langle o\vec{k}'|t|o\vec{k}\rangle}\iint_{\vec{\ell}\vec{\ell}'} d\vec{\ell}\; d\vec{\ell}'\,\langle o\vec{k}|t|\frac{o\vec{\ell}\rangle\ldots\langle o\vec{\ell}}{E-Ho(\ell)+i\varepsilon}|t|\frac{o\vec{\ell}'\rangle\langle o\vec{\ell}'}{E-Ho(\ell')+i\varepsilon}|t|o\vec{k}\rangle$$

$\langle o\vec{k}'|t|o\vec{k}\rangle$ est un opérateur dans l'espace du spin du nucléon

incident. Puisqu'on a fait l'intégration sur les fonctions d'onde du noyau (dont le spin est nul), les seuls opérateurs de spin qui vont intervenir sont $\underline{\sigma_{n'}}$ et $\underline{1}$; $\underline{n'}$ étant la direction de la normale au plan de diffusion. On limite la direction de diffusion du proton,(dans un état intermédiaire),à être dans le plan de diffusion. Dans ces conditions, tous les $\vec{n}'$ sont parallèles à la perpendiculaire au plan de diffusion $(\vec{k},\vec{k}')$; il ne reste que les opérateurs $\underline{1}$ et $\underline{\sigma_n}$ qui commutent entre eux. On peut ainsi introduire l'élément de matrice dans l'intégrale, et on obtient :

$$G_3=\frac{N^2(N-1)^2}{G_1}\int\int_{\vec{\ell}\ \vec{\ell}'} d\vec{\ell}\ d\vec{\ell}'\,\langle o\vec{k}'|t|o\vec{\ell}\rangle\langle o\vec{\ell}|t|o\vec{\ell}'\rangle\langle o\vec{k}'|t|o\vec{k}\rangle\langle o\vec{\ell}'|t|o\vec{k}\rangle \frac{}{E-Ho(\ell)+i\varepsilon}\,\frac{}{E-Ho(\ell')+i\varepsilon}$$

Les fonctions d'onde étant séparables, chaque élément de matrice peut se mettre sous la forme : $\langle o\vec{\ell}|t|o\vec{\ell}'\rangle = \langle\vec{\ell}|t|\vec{\ell}'\rangle\ .\ F(\vec{\ell}-\vec{\ell}')\ .$
$\langle\vec{\ell}|t|\vec{\ell}'\rangle$ est l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon libre ; c'est la matrice $M(q)$. On suppose qu'elle varie lentement avec l'angle.
$F(\vec{\ell}-\vec{\ell}')$ est le facteur de forme nucléaire.

Posons $G_3 = \langle o\vec{\ell}|t|o\vec{\ell}'\rangle\langle o\vec{k}'|t|o\vec{k}\rangle=\langle\vec{\ell}|t|\vec{\ell}'\rangle\langle\vec{k}'|t|\vec{k}\rangle F(\vec{\ell}-\vec{\ell}').F(\vec{k}'-\vec{k})$.

L'ordre des directions pour le proton diffusé est $\vec{k}$, $\vec{\ell}'$, $\vec{\ell}$, $\vec{k}'$

Les facteurs de forme décroissent très vite lorsque l'angle croît. Cela signifie que dans les états intermédiaires, si on diffuse à θC.M., une diffusion en trois étapes comme celle que l'on étudie ici, a peu de chances de se produire dans l'une des étapes,pour des angles $>\theta$C.M. . Le cas le plus probable sera celui où les trois angles seront égaux à $\frac{\theta C.M.}{3}$

Puisque la matrice varie peu, et que $\vec{\ell}$ et $\vec{\ell}'$ sont compris à l'intérieur de $(\vec{k},\vec{k}')$, on ne commet pas une erreur importante en remplaçant $\langle\vec{\ell}|t|\vec{\ell}'\rangle\langle\vec{k}'|t|\vec{k}\rangle$ par $\langle\vec{\ell}|t|\vec{k}\rangle\langle\vec{k}'|t|\vec{\ell}'\rangle$

Le facteur de forme varie plus rapidement avec l'angle. On va faire une transformation comparable à l'aide d'un développement de Taylor

$$F(\vec{\ell}-\vec{\ell}') = F(\vec{\ell}-\vec{k}+\vec{k}-\vec{\ell}')= F(\vec{\ell}-\vec{k})+(\vec{k}-\vec{\ell}')F'(\vec{\ell}-\vec{k})$$

$$F(\vec{k}'-\vec{k}) = F(\vec{k}'-\vec{\ell}'+\vec{\ell}'-\vec{k})= F(\vec{k}'-\vec{\ell}')+(\vec{\ell}'-\vec{k})F'(\vec{k}'-\vec{\ell}')$$

De cette façon, on obtient en regroupant les termes :

$$g_3 = \langle o\vec{\ell}|t|o\vec{k}\rangle\langle o\vec{k}'|t|o\vec{\ell}'\rangle(1 - \eta)$$

avec $$\eta = (\vec{\ell}' - \vec{k}) \left[\frac{F'(\vec{k}'-\vec{\ell}')}{F(\vec{k}' - \vec{\ell}')} - \frac{F'(\vec{\ell}-\vec{k})}{F(\vec{\ell} - \vec{k})} \right]$$

Nous avons estimé η dans le cas de la diffusion sur un noyau d'^{4}He : $k = 2{,}2$ fm^{-1} ; $a = 1{,}29$ fm ;

$$F(\vec{k}'-\vec{\ell}') = e^{-\frac{a^2}{4}(q_{\ell'k'})^2}$$

Pour un angle θC.M. de 20° , η est voisin de $1{,}5.10^{-3}$; et pour 60°C.M., η est voisin de $1{,}1.10^{-1}$.
Si on se limite à l'étude des petits angles, il est raisonnable de négliger η devant 1. Introduisons g_3 dans G_3 : on remarque que l'intégrale double se sépare et on obtient le résultat simple :

$$G_3 = \frac{G_2^{\,2}}{G_1}$$

Cette égalité est d'autant plus justifiée que la diffusion a lieu vers l'avant. Pour les noyaux plus lourds , en plus de cette restriction, il existe une région angulaire où G_1 est petit (au voisinage de la valeur du transfert de moment qui annule le facteur de forme), et l'égalité précédente n'est plus vérifiée. On peut montrer de la même façon en effectuant deux fois l'opération,qu'auxpetits angles, on peut remplacer

G_4 par $\frac{G_2^{\,3}}{G_1^{\,2}}$

on obtient $$G = G_1 + G_2 + \frac{G_2^{\,2}}{G_1} + \frac{G_2^{\,3}}{G_1^{\,2}} + \ldots\ldots \frac{G_2^{\,n+1}}{G_1^{\,n}} + \ldots$$

la série prend la valeur :

$$G = \frac{G_1}{1 - \frac{G_2}{G_1}}$$

R E F E R E N C E S

1) A.K. KERMAN, H. McMANUS et R.M. THALER - Ann. of Phys. 8(1959)551.

2) M. PERRAIN et N. VINH MAU - Physics Letters 14(1965)236.

3) V. GILLET et M.A. MELKANOFF - Phys. Rev. 133(1964)B 1190.

4) R.M. HAYBRON et H. McMANUS - Phys. Rev. 136(1964)B 1730.

5) A. CABRESPINE - Journ. Phys. et le Rad. 21(1960)332.
C. BERGAMASCHI et al. - Journ. Phys. et le Rad. 21(1960)305.

6) I. BRISSAUD - Rapport interne 1960.
C. DETRAZ - D.E.S Paris (1962).

7) X. DE BOUARD - Thèse de Doctorat Paris (1964). Ann. Phys. 10(1965)23.

8) J.C. DICKSON et D.C. SALTER - Nuov. Cim. 6(1957)235.

9) A.E. TAYLOR et E. WOOD - Nucl. Phys. 24(1961)642.

10) F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN - Nucl. Phys. 11(1959)1.
T. LAURITSEN et F. AJZENBERG-SELOVE, Nuclear-Data Sheets, NRC 61-5 et -.6.

11) O.N. JARVIS, B. ROSE et J.P. SCANLON - Nucl. Phys. 77(1966)161.
O.N. JARVIS et B. ROSE - Phys. Letters 15(1965)271.

12) B. TATISCHEFF, B. GEOFFRION, J. LE GUYADER, N. MARTY, C. ROLLAND et A. WILLIS - Phys. Letters 16(1965)282.

13) D. HASSELGREN, P.U. RENBERG, O. SUNDBERG, G. TIBELL ; Nucl. Phys. 69(1965)81.

14) N. VINH MAU - Thèse de Doctorat Paris (1963).

15) V. GILLET et N. VINH-MAU - Nucl. Phys. 54(1964)321.
V. GILLET - Thèse de Doctorat Paris (1962).

16) M. PERRAIN - Thèse 3ème Cycle Bordeaux (1965).

17) J.C. JACMART - Thèse de Doctorat Paris (1964). Cahiers de Phys. 173 (1965).

18) X. DE BOUARD, J.G. FOX, B. GEOFFRION, N. MARTY, C. ROLLAND et B. TATISCHEFF - Journ. Phys. et le Rad. 24(1963)1059.

19) D.E. ALBURGER et P.F. DONAVAN - Bul. Am. Phys. Soc.11(1965)627.

20) D. AMIT et A. KATZ - Nucl. Phys. 58(1964)388.

21) P. HILLMAN, A. JOHANSSON et H. TYREN - Nucl.Phys. 4(1957)648.

22) C.P. BROWNE, W.A. SCHIER, et I.F. WRIGHT - Nucl.Phys. 66(1965)49.

23) I. DUCK - Nucl. Phys. 57(1964)643.

24) C.D. MOAK, A. GALONSKY, R.L. TRAUGHBER et C.M. JONES - Phys. Rev. 110(1958)1369.

25) G.D. SYMONS et P.B. TRACY - Nucl. Phys. 46(1963)93.

26) L. WOLFENSTEIN - Ann. Rev. of Nucl. Sc. 6(1956)4.

27) E. ALMQVIST, D.A. BROMLEY, A.J. FERGUSON, H.E. GOVE et A.E. LITHERLAND - Phys. Rev. 114(1959)1040.

28) R.M. HAYBRON - Communication privée.

29) A. JOHANSSON, U. SVANVERG et P.E. HODGSON - Ark.Fys. 19(1961)541.

30) G.R. SATCHLER et R.M. HAYBRON - Phys. Letters 11(1964)313.

31) A. CROMER - Phys. Rev. 113(1959)1607.

32) A.F. KUKES, R. WILSON et P.F. COOPER, Jr. Ann. of Phys. 15(1961)193.

33) J. ETTER, M.A. WAGGONER, C. MOAZED, H.D. HOLMGREN et C. HAN - Bull.Am.Phys.Soc. 11(1965)627.

34) E.A. SANDERSON - Nucl. Phys. 35(1962)557.

35) A. WILLIS, B. GEOFFRION, N. MARTY, M. MORLET, C. ROLLAND et B. TATISCHEFF - Journ. Phys., à paraître.
Colloque sur les noyaux légers, Lyon, 1966.

36) A.E. GLASSGOLD et A. GALONSKY - Phys. Rev. 103(1956)701.

37) G.C. PHILLIPS et T.A. TOMBRELLO - Nucl. Phys. 19(1960)555.
T.A. TOMBRELLO et G.C. PHILLIPS - Nucl. Phys. 20(1960)648.

38) Y.C. TANG, K. WILDERMUTH et L.D. PEARLSTEIN - Nucl. Phys. 32(1962)504.

39) W.C. OLSEN, W.K. DAWSON, G.C. NEILSON, J.T. SAMPLE - Nucl. Phys. 61(1965)625.

40) J.D. BRONSON, W.D. SIMPSON, W.R. JACKSON et G.C. PHILLIPS - Nucl. Phys. 68(1965)241.

41) M. BERNHEIM - Thèse de Doctorat, Paris 1965.

42) R. HOFSTADTER - Nuclear and Nucleon Structure (W.A. Benjamin P., New-York, 1963).
J.H. FREGEAU - Phys. Rev. 104(1956)225.

43) S. COHEN et D. KURATH - Nucl. Phys. 73(1965)1.

44) G.C. PHILIPPS - Rev. Mod. Phys. 37(1965)416.

45) A. MICHALOWICZ - Cinématique des Réactions Nucléaires - Monographie Dunod.

46) C. CAVERZASIO, K. KURODA et A. MICHALOWICZ - Journ. Phys. Rad. 22(1961)628.

47) C. ROLLAND, B. GEOFFRION, N. MARTY, M. MORLET, B. TATISCHEFF et A. WILLIS - Nucl. Phys. 80(1966)625.

48) R.M. HAYBRON et H. McMANUS - A paraître.

49) R.R. CARLSON - Nucl. Phys. 28(1961)443.

50) A. GOSWANI et M.K. PAL - Nucl. Phys. 44(1963)294.

51) F.H. LEWIS, Jr. et J.D. WALECKA - Phys. Rev. 133B(1964)849.

52) D. HASSELGREN, P.U. RENBERG, O. SUNDGERG et G. TIBELL - Phys. Letters 9(1964)166.

53) W.H. BASSICHIS et G. RIPKA - Phys. Letters 15(1965)320.

54) D.J. STEINBERG, J.N. PALMIERI et A.M. CORMACK - Nucl. Phys. 56(1964)46.

55) A.H. CROMER et J.N. PALMIERI - Ann. of Phys. 30(1964)32.

56) F.A. McDONALD et M.H. HULL Jr. - Phys. Rev. 143(1966)838.

57) H. TYREN, P. HILLMAN et A. JOHANSSON - Nucl. Phys. 3(1957)336.

58) R. ALPHONSE, A. JOHANSSON et G. TIBELL - Nucl. Phys. 4(1957)672.

59) R. ALPHONSE, A. JOHANSSON et G. TIBELL - Nucl. Phys. 3(1957)185.

60) E.J. SQUIRES - Nucl. Phys. 6(1958)504.

61) D.J. ROWE, G.L. SALMON, A.B. CLEGG et D. NEWTON - Nucl. Phys. 54(1964)193.

62) R.M. HAYBRON, H. McMANUS, A. WERNER, R.M. DRISKO et G.R. SATCHLER - Phys. Rev. Letters 12(1964)249.

63) R.M. HAYBRON - à paraître.

64) G.T. GARVEY - Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms (Gordon and Breach, New-York) p750(1963).

65) B. TATISCHEFF, N. MARTY, X. DE BOUARD, J.G. FOX, B. GEOFFRION et C. ROLLAND - Phys. Letters, 8(1964)54.

66) A.B. VOLKOV - Nucl. Phys. 74(1965)33.

67) D.F. JACKSON et L.R.B. ELTON - Nucl. Phys. 43(1963)136.
J. MAHALANABIS - Thèse (1964) Battersea College of Technology.
D.F. JACKSON, Nucl. Phys. 35(1962)194.

68) L.R.B. ELTON et M.A.K. LODHI - Nucl. Phys. 66(1965)209.

69) A. EVERETT - Phys. Rev. 126(1962)831.

70) N.M. QUEEN - Nucl. Phys. 55(1964)177.

71) F.F. CHEN, C.P. LEAVITT et A.M. SHAPIRO - Phys. Rev. 99(1955)857.

72) TH.A. J. MARIS, P. HILLMAN et H. TYREN - Nucl. Phys. 7(1958)1.
J.P. GARRON - Thèse de Doctorat - Paris (1962) Ann. Phys. 7(1962)301.

73) A. JOHANSSON, G. TIBELL et P. HILLMAN - Nucl. Phys.7(1958)540.

74) A.M. CORMACK, J.N. PALMIERI, N.F. RAMSAY et R. WILSON - Phys. Rev. 115(1959)599.
R. WILSON - The Nucleon-nucleon interaction (1962)(J. Wiley et sons).

75) M. POULET, A. MICHALOWICZ, Y. LE GUEN, K. KURODA, D. CRONENBERGER et G. COIGNET - Le Jour. de Phys. 26(1965)399.

76) P. BENOIST-GUEUTAL et F. GOMEZ-GIMENO - Le Jour. de Phys. 26(1965)403.
F. GOMEZ-GIMENO - Thèse de 3ème cycle Paris-1965.

77) O.N. JARVIS et G.F. COX - Nucl. Phys. 79(1966)297.

78) H.A. BETHE - Ann. of Phys. 3(1958)190.

79) O.N. JARVIS - Nucl. Phys. 79(1966)305.

80) M. MORLET et A. WILLIS - Communication privée.

81) G. RIPKA - à paraître.

82) P.BOUNIN et M. CROISSIAUX - Nucl. Phys. 70(1965)401.
P.BOUNIN - Thèse de doctorat Paris 1964 - Ann. Phys. 10(1965) 475.